

주파수 변환 귀환 방식의 광섬유 솔리톤 레이저에서 Self Heterodyne에 의한 펄스폭 측정

윤승철 · 박희갑^o
전북대학교 물리학과

(1998년 11월 11일 받음, 1998년 12월 31일 수정본 받음)

주파수 변환 귀환 방식의 광섬유 솔리톤 레이저에서 공진기 내의 광주파수 변환기를 이용하여 self-heterodyne 방식으로 펄스폭을 측정하였다. 공진기 내에서 주파수 변환기를 통과하기 전과 후의 펄스열을 헤테로다인 시키고 두 펄스열 간의 지연길이를 가변 시키면서 맥놀이 주파수 성분의 세기를 측정함으로써 진폭 자기상관 함수를 얻었으며 이로부터 펄스폭을 측정할 수 있었다. 그 결과, 기존의 제 2차 고조파 발생을 이용한 자기상관 방식과 거의 같은 결과를 얻었다.

I. 서 론

광통신 파장 대역에서 초단 광펄스를 발생시키는 한 방법으로써 모드록킹된 광섬유 레이저가 많이 이용되고 있다.^[1] 보다 짧은 광펄스를 얻기 위해서는 수동형 모드록킹이 유리하나 펄스발진이 시작되는 문턱치 펌프 power가 높은 단점이 있다. 그런데 광섬유 레이저에 주파수 변환 귀환(frequency-shifted feedback) 방식을 적용하면 보다 쉽게 펄스를 발생시킬 수 있다.^[2,4] 레이저광이 공진기 내부를 왕복할 때마다 주파수 변환에 의해 일정한 방향으로 주파수 이동이 일어나면 연속발진이 억제된다. 따라서 펄스 발진이 더욱 용이해지고 연속발진의 문턱치 펌프 power 근처에서도 펄스를 쉽게 얻을 수 있다.

이 논문에서는 이러한 주파수 변환 귀환 방식의 광섬유 솔리톤 레이저에 쉽게 적용할 수 있는 펄스 특성 측정의 새로운 방법을 제안하고자 한다. 레이저 공진기 내에 이미 포함되어 있는 광주파수 변환기를 이용하여 헤테로다인 방식으로 펄스폭을 간단하게 측정할 수 있다. 일반적으로 극초단 레이저의 펄스폭을 측정하는 데 있어서 제 2차 고조파 발생을 이용한 자기상관(autocorrelation)^[5]을 많이 이용한다. 이 방식은 높은 분해능과 비교적 저렴한 가격으로 극초단 레이저의 펄스폭 측정에 널리 이용되고 있다. 그러나 변환효율이 상대적으로 낮은 비선형 광학 현상을 이용하기 때문에 비교적 높은 입력 광 power를 갖는 펄스를 필요로 한다. 본 논문에서는 제 2차 고조파 발생을 이용한 자기상관법을 사용하지 않고, 주파수 변환 귀환을 위해 광섬유 레이저의 공진기 내부에 삽입한 광주파수 변환기를 이용하여 헤테로다인 자기상관 방식으로 솔리톤 펄스의 폭을 측정할 수 있었다. 주파수 변환이 되기 전과 후의 펄스 출력을 각각 취하여 헤테로다인 시킨 후, 두 펄

스간에 광경로차를 두어 지연시간에 따른 맥놀이 스펙트럼의 세기를 측정하여 펄스의 진폭에 대한 자기상관 함수를 얻을 수 있었다. 주파수 변환 귀환 방식을 사용하는 기존의 광섬유 레이저에 펄스 출력의 일부를 얻기 위한 방향성 광섬유 결합기와 지연시간을 위한 가변지연 장치, 그리고 두 펄스열 진폭의 크기를 조절하여 합성하기 위한 가변형 광섬유 결합기만을 추가함으로써 간단하게 펄스폭을 측정할 수 있었다.

II. 펄스폭 측정 원리

그림 1과 같은 Mach-Zehnder형의 간섭계를 생각하자. 간섭계에 입사한 광펄스가 둘로 나뉘어 간섭계의 한 팔에서 $\Delta\omega$ 의 각주파수 이동(angular frequency shift)을 겪고 다른 한 팔에서 적절히 시간지연된 후 다시 만나 출력단으로 나오게 된다. 편의상, 모든 파동이 같은 방향으로 편광된 것으로 가정한다. 펄스파의 복소진폭을 $E(t)$, carrier파의 각주파수를 ω_c , 간섭계 두 팔간의 지연시간을 τ 라 하면 간섭계의 출력단으로 나오는 파동은 다음과 같은 식으로 표현할 수 있다.

$$e(t) = E(t) e^{j(\omega_c + \Delta\omega)t} + E(t - \tau) e^{j\omega_c(t - \tau)} \quad (1)$$

광검출기에서는 검출기의 반응시간(response time)에 걸쳐 누적된 빛의 세기를 검출하므로 검출기 출력은

$$\begin{aligned} g(t, \tau) &= \int_{t-T/2}^{t+T/2} |e(t')|^2 dt' \\ &= \int_{t-T/2}^{t+T/2} [|E(t')|^2 + |E(t' - \tau)|^2 \\ &\quad + E(t') E^*(t' - \tau) e^{j(\Delta\omega t' + \omega_c \tau)} \\ &\quad + E^*(t') E(t' - \tau) e^{-j(\Delta\omega t' + \omega_c \tau)}] dt' \end{aligned} \quad (2)$$

으로 표현된다. 편의상 광검출기의 반응도를 포함하는 상수를 1로 취하여 식에는 나타내지 않았다. 위의 식에서 T 는 검출기의 반응시간인데, 광펄스의 폭(τ_p : 반치전폭(FWHM))에 비해 매우 길고 $2\pi/\Delta\omega$ 에 비해서는 충분히 작은 것으로 가정하자.

^oE-mail: hgpark@phy0.chonbuk.ac.kr

이 연구는 한국과학재단 지정 광전자연구센터와 국방부 지정 전자광특화연구센터의 연구비 지원으로 이루어졌습니다.

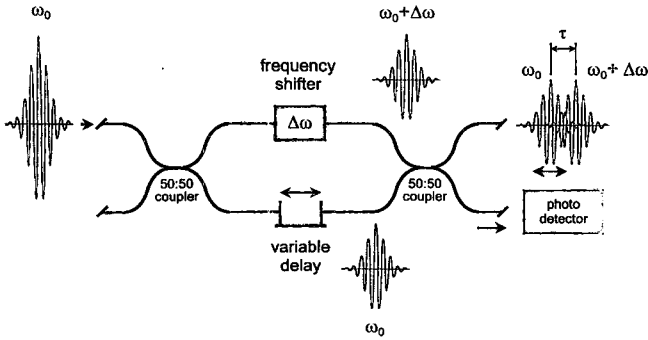


그림 1. 헤테로다인 방식에 의한 펄스의 자기상관 개념도.

즉, $\tau_p \ll T \ll 2\pi/\Delta\omega$ 로 가정한다. 그러면 $[t-T/2, t+T/2]$ 의 적분구간 내에서 $\exp(\pm j\Delta\omega\tau)$ 은 $\exp(\pm j\Delta\omega t)$ 로 근사될 수 있으므로 적분 밖으로 뺐아낼 수 있다. 또한 펄스가 T 에 비해 매우 짧은 시간 동안만 존재하는 것으로 생각할 수 있으므로 적분 결과에 큰 차이 없이 적분 구간을 $[-\infty, +\infty]$ 로 바꿀 수 있다.

이러한 근사에 의해 (2)식을 정리하면

$$g(t, \tau) = 2A(0) + A(\tau) e^{j(\Delta\omega + \omega_0\tau)} + A^*(\tau) e^{-j(\Delta\omega + \omega_0\tau)} \quad (3)$$

의 형태가 된다. 여기서 $A(\tau)$ 는 펄스파의 진폭에 대한 자기상관 함수인데 다음과 같이 정의한다.

$$A(\tau) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} E(t') E^*(t' - \tau) dt' \quad (4)$$

검출기 출력신호 $g(t, \tau)$ 를 푸리에 변환하였을 때 스펙트럼 밀도 함수를 $G(\omega, \tau)$ 라 하면 $G(\omega, \tau)$ 는

$$G(\omega, \tau) = 2\pi [2A(0) \delta(\omega) + A(\tau) e^{j\omega\tau} \delta(\omega - \Delta\omega) + A^*(\tau) e^{-j\omega\tau} \delta(\omega + \Delta\omega)] \quad (5)$$

이 된다. 따라서 검출기 출력신호로부터 $\Delta\omega$ 각주파수 성분의 세기 변화를 τ 의 함수로 측정함으로써 펄스파의 진폭에 대한 자기상관 함수 $A(\tau)$ 를 구할 수 있다.

한편, 펄스파의 진폭함수를 $E(t) = \text{sech}[1.763(t/\tau_p)]$ 의 실수 함수 형태로 가정하였을 때 진폭 자기상관 함수 $A(\tau)$ 의 반치전폭 τ_0 와 실제 펄스세기의 반치전폭 τ_p 간에는 $\tau_p = 0.404 \tau_0$ 의 관계가 있다.

III. 실험

공진기 내 주파수 변환기를 이용한 펄스폭 측정의 실험 구성도는 그림 2와 같다. 우선 실험에 사용된 레이저의 구성을 설명하면 다음과 같다. 레이저의 공진기 구조는 '8'자 고리형으로 비선형 loop mirror와 광 고립기를 포함한 단방향 loop로 구성되어 있다. 비선형 loop mirror는 약 15 m 길이의 영분산 파장이 1.55 μm 인 분산전이 광섬유와 약 10 m 길이의 erbium 첨가 광섬유로 구성되어 있다. 파장 0.98 μm 의 고효율 레이저 다이오드를 erbium 첨가 광섬유의 펌핑 광원으로 사용하였으며, 펌핑광은 0.98/1.55 μm 파장분할 다중화 소자를 사

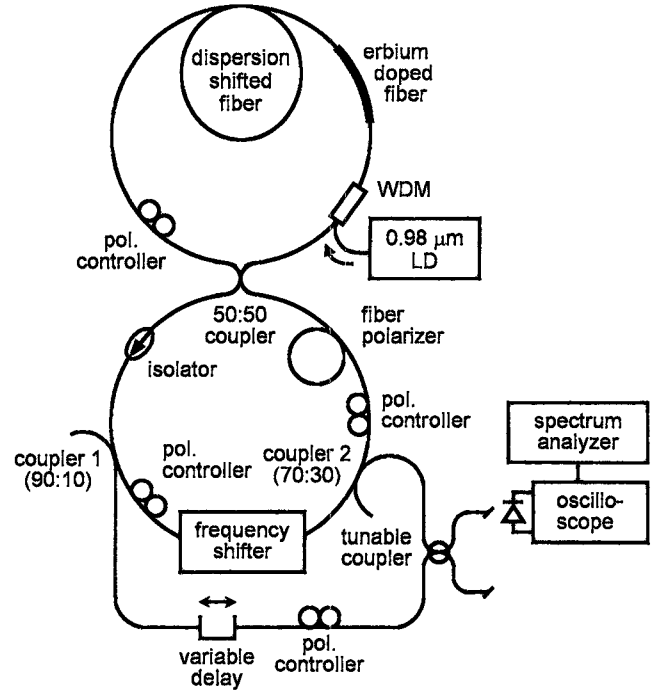


그림 2. 주파수 변환기를 이용한 '8'자 구조 광섬유 레이저와 펄스폭 측정방식 실험 구성도.

용하여 erbium 첨가 광섬유 내로 결합되었다. 또한 비선형 loop 내에 편광 조절기를 두어 비선형 loop 내의 복굴절 상태를 조절할 수 있도록 하였다. 광 power의 분배비율이 50:50인 방향성 광섬유 결합기를 사용하여 비선형 loop와 단방향 loop를 서로 결합하였다. 그리고 비선형 loop의 투과광이 공진기 내부를 한 방향으로만 순환하도록 광 고립기를 사용하였다. 한편, 단방향 loop 내에 편광 조절기를 두어 비선형 loop 내에 입사되는 입사광의 편광 상태를 조절하였고, 공진기 내부에 하나의 고유편광 상태만이 존재하도록 약 2 m 길이의 광섬유 편광기를 공진기 내부에 사용하였다. 이 때 공진기의 전체 길이는 약 42 m였다. 단방향 loop 내에 이중모드 광섬유로 이루어진 광 주파수 변환기^[6]를 삽입하였다. 레이저 빛이 공진기를 순환할 때마다 주파수 변환기에 의해 한 방향으로 지속적인 주파수 이동이 일어나게 되어 연속발전 성분이 억제되므로 상대적으로 안정된 솔리톤 펄스를 얻을 수 있었다.^[7] 이때 사용되는 주파수 변환기의 변환 주파수는 3.1 MHz이며, 약 14 nm 정도의 대역폭을 갖는 가변 파장필터 기능도 가지고 있다.

광섬유 레이저의 출력을 광 power 분배 비율이 각각 90:10 (광섬유 결합기 1)과 70:30(광섬유 결합기 2)인 방향성 광섬유 결합기를 사용하여 뺐아내었다. 각각의 방향성 결합기를 통과한 두 펄스간에는 3.1 MHz 만큼의 주파수 차이가 생기게 된다. 광섬유 결합기 1의 출력단에 가변지연 장치를 두어 두 펄스간의 광경로차를 조절할 수 있도록 하였다. 출력단의 두 펄스는 각각 서로 다른 광경로를 가지고 가변형 광섬유 결합기에서 만나게 되는데, 광경로차에 따라 펄스열의 포락선이 주파수 차이에 해당하는 맥놀이를 하게 된다. 이 때 가변형

광섬유 결합기의 결합비율과 편광 조절기를 조절함으로써 두 펄스의 세기와 편광 상태를 일치시켜 맥놀이의 가시도를 극대화시켰다. 또한 가변지연 장치에 모터를 사용하여 두 펄스 간의 광경로차를 등속도로 스캔하였다. 각각의 출력단에서 사용되지 않은 광섬유 결합기의 광섬유 끝 부분은 단면 반사광이 공진기 내로 역류하지 않도록 하기 위해 단면이 경사지게 연마된 광섬유 코드와 용착접속(fusion splicing)하였다.

가변형 광섬유 결합기에서의 출력을 대역폭이 1 GHz인 InGaAs PIN photodiode를 사용하여 검출한 후, 오실로스코프와 RF 스펙트럼 분석기를 통해 파형과 스펙트럼 특성을 조사하였다. 그리고 스펙트럼 분석기를 이용하여 지연시간에 따른 맥놀이 스펙트럼의 세기 변화를 측정함으로써 솔리톤 펄스의 진폭 자기상관 함수를 구하였다.

IV. 결과 및 논의

광주파수 변환기를 지나기 전과 지난 후에 각각 추출된 펄스열 출력은 가변지연 장치와 편광 조절기를 거친 후 가변형 광섬유 결합기를 통하여 다시 만나게 된다. 그리고 가변형 광섬유 결합기로부터의 출력을 InGaAs PIN photodiode를 사용하여 검출한 후 오실로스코프와 스펙트럼 분석기를 사용하여

관찰한 결과를 그림 3에 나타내었다. 두 펄스열 간의 지연시간이 펄스폭에 비해 충분히 큰 경우 펄스열의 파형과 스펙트럼은 각각 그림 3(a), 3(b)와 같다. 지연시간이 펄스폭보다 충분히 큰 경우 맥놀이파는 형성되지 않고 두 펄스열이 단순히 더해지는 형태로 나타나게 된다. 이 때의 솔리톤 펄스열 패턴의 주기는 210 ns로 공진기의 왕복시간과 일치함을 알 수 있었다. 그림 3(b)의 RF 스펙트럼은 여러 모드간의 맥놀이 스펙트럼을 보여주고 있는데, 중앙의 peak는 DC 성분을 나타낸 것이며, 오른쪽의 화살표는 두 펄스의 주파수 차이에 의한 맥놀이 스펙트럼의 주파수 위치(3.1 MHz)를 나타낸다. 두 펄스 간의 광경로차가 펄스폭보다 충분히 커서 펄스의 중첩이 없으므로 맥놀이 스펙트럼 성분은 실제로는 존재하지 않는다. 그러나 실험에 사용된 광주파수 변환기가 불완전하여 발생한 진폭변조로 인해 약간의 3.1 MHz 성분이 있음을 볼 수 있다. 이때 주파수 변환기의 진폭 변조에 의한 주파수 천이 성분의 크기는 두 펄스열의 중첩에 의해 발생한 것보다 크기가 매우 작음을 알 수 있다.

한편, 두 펄스열 간의 지연시간이 0인 경우, 즉, 주파수 변환된 펄스와 변환되지 않은 펄스가 완전히 중첩되는 경우의 결과를 그림 3(c), (d)에 나타내었다. 두 펄스가 완전히 겹쳐진 경우에 그림 3(c)와 같이 솔리톤 펄스열의 포락선이 변조된

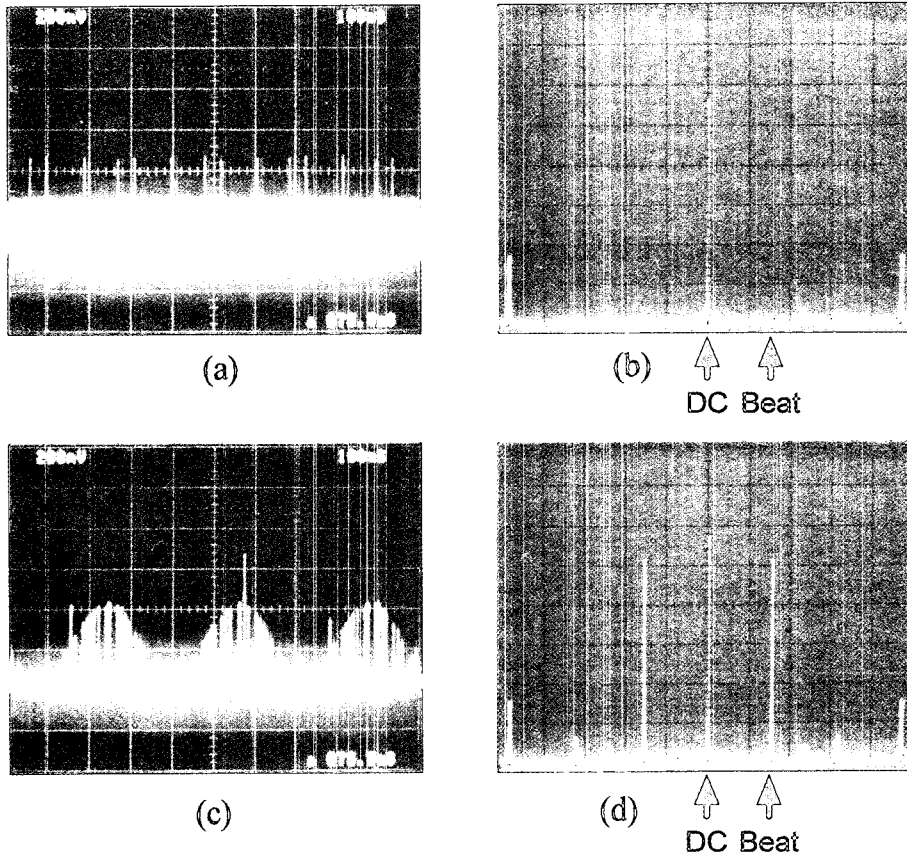


그림 3. 헤테로다인 방식으로 합성된 펄스열 패턴 파형과 스펙트럼 특성. (a)와 (b)는 지연시간이 펄스폭에 비해 충분히 길어 펄스의 중첩이 없는 경우, (c)와 (d)는 지연시간이 0으로 펄스가 완전히 중첩된 경우. (a) 오실로스코프 파형 (수평축 : 100 ns/div.), (b) RF 스펙트럼 파형 (수평축 : 2 MHz/div., 수직축 : linear scale), (c) 오실로스코프 파형 (수평축 : 100 ns/div.), (d) RF 스펙트럼 파형 (수평축 : 2 MHz/div., 수직축 : linear scale).

형태로 맥놀이파를 얻을 수 있으며, 맥놀이 주파수는 주파수 변환기의 주파수 이동과 같은 3.1 MHz임을 알 수 있었다. 그림 3(d)는 두 펄스의 지연시간이 0인 경우의 RF 스펙트럼을 나타낸 것이다. 두 펄스간의 광경로차를 조절하여 두 펄스의 포락선이 완전히 겹치도록 한 것인데, 이 경우 맥놀이파의 주파수에 해당하는 3.1 MHz 성분이 최대의 값을 갖게 되며, 이는 그림 3(d)에 잘 나타나 있다. 이 때 다른 모드간 맥놀이 스펙트럼의 세기는 거의 변하지 않았다. 이와 같이 주파수 변환기에서의 주파수 이동에 해당되는 맥놀이 스펙트럼의 세기는 지연시간에 따라 변하게 되고, 이러한 지연시간에 따른 맥놀이 스펙트럼의 세기의 변화를 측정함으로써 펄스의 진폭 자기상관을 구할 수 있다. 가변지연 장치를 등속도로 스캔하여 지연시간에 따른 맥놀이 주파수 성분의 세기의 변화를 RF 스펙트럼 분석기를 통해 추출하였고, 이 때 나타나는 간섭 패턴을 평균화한 결과를 그림 4에 나타내었다. 측정된 진폭 자기상관의 반치폭은 2.1 ps였으며, 솔리톤 펄스 파형의 함수 형태를 sech^2 으로 가정하였을 때 자기상관의 반치폭과 실제 펄스폭과의 변환계수는 0.404로 실제 펄스폭은 0.85 ps가 되었다.

헤테로다인 자기상관으로 측정된 솔리톤 펄스의 폭을 무배

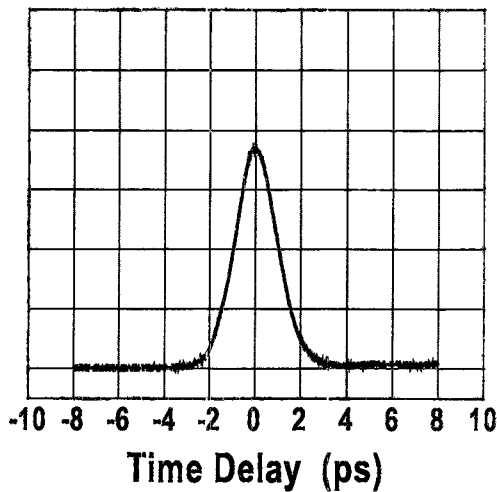


그림 4. 헤테로다인 방식으로 측정된 진폭 자기상관 함수.

경 상관을 갖는 제 2차 고조파 발생 방식의 자기상관계를 이용하여 측정된 펄스폭과 비교해 보았다. 자기상관계를 이용하여 측정된 자기 자기상관 함수는 그림 5(a)와 같다. 그림 5(a)에서 자기상관의 반치폭은 1.36 ps로, 헤테로다인 자기상관과 마찬가지로 솔리톤 펄스의 파형을 sech^2 으로 가정하였을 때 실제 펄스폭은 0.88 ps였다. 각각의 방식으로 측정된 솔리톤 펄스의 폭이 거의 같음을 알 수 있었다. 그림 5(a)의 펄스에 대한 광 스펙트럼을 그림 5(b)에 나타내며, 반치 파장선폭은 3.2 nm로 펄스폭과 주파수 대역폭의 곱은 0.351로써 솔리톤 펄스는 변환관계(0.315)에 매우 근접한 것임을 알 수 있었다.

V. 결 론

주파수 변환 귀환 방식과 비선형 loop 방식을 병용한 ‘8’자 구조 광섬유 솔리톤 레이저에 주파수 변환 귀환을 위해 이미 포함되어 있는 주파수 변환기를 이용하여 헤테로다인 자기상관 방식으로 솔리톤 펄스의 폭을 측정하였다. 두 펄스간의 주파수 차에 의한 맥놀이 주파수 성분의 세기 변화를 지연시간에 따라 측정함으로써 진폭 자기상관 함수를 얻을 수 있었다. 헤테로다인 자기상관으로 측정된 솔리톤 펄스의 반치폭은 0.85 ps였으며, 제 2차 고조파 발생을 이용한 자기상관계를 사용하여 측정된 펄스 반치폭은 0.88 ps였다. 각각의 방식으로 측정된 솔리톤 펄스의 폭이 거의 일치함을 알 수 있었다. 기본적으로 간섭 현상을 이용하고 비선형 광학 현상에 의존하지 않으므로 1 μW 이하의 낮은 평균 광출력 power에서도 펄스폭 측정이 가능하였다.

헤테로다인 자기상관을 이용한 펄스폭 측정방법은 주파수 변환 귀환 방식의 레이저에서 손쉽게 구현이 가능할 것으로 생각된다. 본 실험에 사용된 광섬유 솔리톤 레이저의 경우, 주파수 변환기의 전후에 방향성 광섬유 결합기를 추가하고 지연시간을 위한 가변지연 장치와 두 펄스열의 진폭을 조절하기 위한 가변형 광섬유 결합기만을 추가하여 간단하게 펄스폭을 측정할 수가 있었다. 펄스에 처핑(chirping)이 많이 포함된 경우에는 자기상관 함수의 폭과 실제 펄스폭 간의 변환계수에 보정이 필요할 것으로 생각된다. 이러한 헤테로다인 방

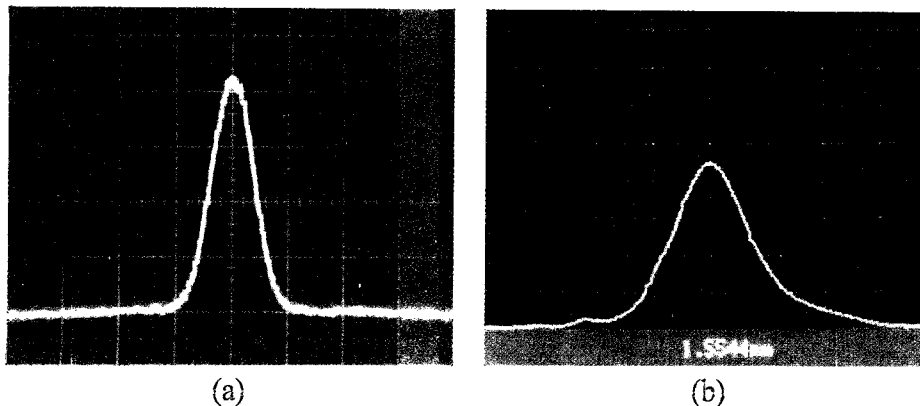


그림 5. (a) 제 2차 고조파 발생을 이용한 자기상관 방식으로 측정된 자기 자기상관 파형(수평축은 delay time : 1.6 ps/div.), (b) 광 스펙트럼 파형(수평축 : 2 nm/div., 수직축 : linear scale, 분해능 : 0.2 nm).

식의 자기상관은 간섭 방식이므로 결과의 해석 방식에 따라서는 펄스의 위상 정보까지 추출하는 것이 가능할 것으로 기대되며 이에 관한 연구가 진행 중에 있다.

참고문헌

- [1] I. N. Duling, III and M. L. Dennis, Modelocking of all-fiber lasers, in compact sources of ultrashort pulses, edited by I. N. Duling, III (Cambridge University Press, Cambridge).
- [2] H. Sabert and E. Brinkmeyer, IEEE J. Lightwave Technol. **12**, 1360 (1994).
- [3] F. Fontana, L. Bossalini, P. Franco, M. Midrio, M. Romagnoli, and S. Wabitz, Electron. Lett. **30**, 321 (1994).
- [4] G. Town, J. Chow, and M. Romagnoli, Electron. Lett. **31**, 1452 (1995).
- [5] K. L. Sala, G. A. Kenney-Wallace, and G. E. Hall, IEEE J. Quantum Electron. **QE-16**, 990 (1980).
- [6] Seok Hyun Yun, In Kag Hwang, and Byoung Yoon Kim, Opt. Lett. **21**, 27 (1996).
- [7] Seung Chul Yun and Hee Gap Park, to be published in J. Kor. Phys. Soc.

Pulsewidth measurement by self-heterodyne in a frequency shifted feedback fiber soliton laser

Seung Chul Yun and Hee Gap Park

Department of Physics, Chonbuk National University, Chonju 561-756, Korea

(Received November 11, 1998, Revised manuscript received December 31, 1998)

We demonstrate a new pulse characterization scheme relying on self-heterodyning that uses intracavity frequency shifter in a fiber soliton laser with frequency shifted feedback. By heterodyning the frequency-shifted pulse stream with the unshifted one, and by measuring the beat strength with varying the delay length between two pulse streams, we obtain the amplitude autocorrelation function from which we estimate the pulsewidth. The result is in good agreement with that obtained by the autocorrelation relying on the second harmonic generation.