

광섬유와 회절격자를 이용한 1.319 μ m 파장 광펄스의 압축과 솔리톤 효과에 의한 재압축

Optical pulse compression at 1.319 μ m through fiber-grating pair and
further compression using soliton effects

이 재 승, 박 회 갑, 심 창 섭

한국전자통신연구소 광통신연구실

ABSTRACT

Utilizing self-phase modulation effects of a dispersion-shifted fiber and delay-line characteristics of two gratings, mode-locked 80 ps pulses at 1.319 μ m wavelength from a Nd:YAG laser are compressed down to 2.1 ps. These pulses are further compressed down to 340 fs using higher order soliton effects in a common single mode fiber.

I. 서론

수피코-초(10^{12} s=ps) 혹은 그 이하의 짧은 광펄스의 구현은 그만큼 빠른 여러가지 자연현상들, 이를테면, 광자, 전자 및 분자들의 순간적인 운동을 이해하고 응용하는데 꼭 필요한 기술이며, 물리학, 화학 및 생물학 분야의 기본현상 연구에 이용된다[1]. 이러한 극초단 광펄스는 주로 보다 긴 광펄스를 시간상으로 압축하여 얻으며, 따라서 펄스의 전체 에너지는 작아도 빛의 세기가 매우 크게(~Tera Watt) 될 수 있는데, 이는 물질내의 매우 빠른 비선형 현상들을 측정 시료를 가열 혹은 파괴함이 없이 측정 또는 이용할 수 있게 해준다.

극초단 광펄스의 구현 방법중 모드록킹(mode locking)된 레이저에서 나오는 수십 또는 수ps대의 광펄스를 광섬유와 회절격자를 통과시켜 펄스폭을 줄이는 방법은 수ps에서 수펨토-초(10^{-15} s=fs)까지의 안정된 그리고 반복적인 초단 광펄스를 얻는데 매우 적합한 방법으로 알려져 있다[2-4]. 본 논문에서는 두 단계로 광펄스를 압축하였다. 우선 Nd:YAG 레이저에서 얻은 1.319 μ m 파장의 모드록킹된 반치폭(full width at half intensity maximum) 약 80ps의 고출력 광펄스를 광섬유(dispersion shifted ; normal dispersion)와 한 쌍의 회절격자를 이용하여 2.1ps까지 압축하였고, 이를 다시 통신용 일반 광섬유(anomalous dispersion)로 통과시켜 340fs까지 재압축하였다. 참고로 이와 같은 실험은 국외에서 행하여진 바가 있어서 광섬유와 회절격자만을 이용한 광펄스 압축의 경우 1.4ps까지의 압축결과가 발표되었으며[5,6] 솔리톤 효과에 의한 재압축의 경우 18fs까지의 결과가 발표되었다[7,8]. 그러나 국내에서는 아직 이러한 실험이 보고된 바가 없다. 사용된 파장은 통신용 일반 광섬유의 zero dispersion 영역에 해당하며 이 영역에서 고출력 초단펄스의 광섬유 전파 특성 및 InGaAsP, Ge 등으로 제작된 광소자들의 광학적 특성을 연구하기에 적합하다.

II. 기본원리

고속력 광펄스가 광섬유를 전파시 광학적 Kerr효과에 의해 광섬유의 굴절률이 다음과 같이 변화하게 된다.

$$n = n_0 + n_2 I \tag{1}$$

여기서 굴절률의 선형 성분인 n_0 는 공간 및 파장의 함수이며 광섬유의 손실을 나타내는 허수성분을 포함한다. I 는 빛의 세기(intensity)이며 비선형계수 n_2 는 선형 편광된 빛의 경우 $3.2 \times 10^{-16} \text{cm}^2/\text{W}$ 이다. 실제로는 빛의 편광이 광섬유를 진행하며 뒤섞이므로 그 값에 5/6을 곱해주어야 한다[9].

광펄스의 파장이 광섬유의 정상분산(normal dispersion) 영역에 해당될 경우, 즉 긴 파장의 군속도(group velocity)가 짧은 파장의 군속도보다 빠른 경우, 식 (1)의 굴절률을 갖는 광섬유를 펄스가 전파시 그 전체의 정규화된 진폭 $q = q(\xi, \tau)$ 의 변화는 다음과 같이 손실이 포함된 비선형 Schrodinger 방정식

$$iq_\xi + i\Gamma q - q_{\tau\tau} + |q|^2 q = 0 \tag{2}$$

으로 기술할 수 있다[10]. 여기서 ξ 좌표는 펄스의 전파 거리에 비례하는 양이며 τ 는 시간에 대한 좌표로서 펄스의 중심에서 항상 영이 된다. Γ 는 광섬유의 손실계수에 비례하는 양이다. 식 (2)의 첫째 항은 펄스가 진행하며 변화하는 것을 나타내며 나머지 세 항들은 그 변화의 원인을 의미한다. 순서대로 세 항들을 살펴보면, 손실에 의한 진폭 감소, 광섬유의 분산특성에 의한 펄스폭의 확장, 광학적 Kerr 효과에 의한 자기위상변조(self-phase modulation) 효과[9]를 각각 나타 낸다.

그림 1에 보였듯이 시간을 고정하였을 때 광섬유에 입력되는 모드록킹된 광펄스는 펄스 앞부분에서 펄스 뒷부분에 걸쳐 위상이 선형적으로 변화한다. 광섬유를 이러한 고속력 광펄스가 통과시, 펄스 중심부로부터 갈수록 굴절률이 커지며 위상변화의 폭도 커지게 된다. 따라서 펄스 앞부분에서 중심까지의 위상변화 속도는 느려지고(빛의 파장이 길어

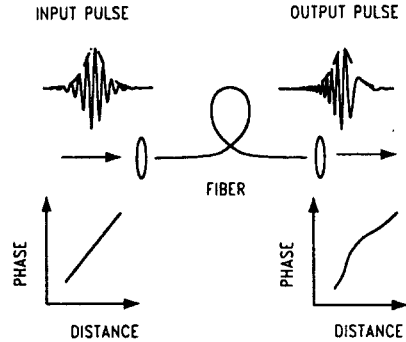


그림 1 자기위상변조 효과에 의한 새로운 파장의 생성.

지고), 반대로 펄스 중심부에서 뒷부분까지의 위상변화 속도는 빨라지는(빛의 파장이 짧아지는) 자기위상변조 효과가 발생한다. 참고로 식 (2)에서 손실항과 분산항 둘을 무시하고 자기위상변조 효과만을 고려하면

$$q(\xi, \tau) = q(0, \tau) \exp(iq(0, \tau)\xi) \tag{3}$$

인 해를 얻는데 펄스의 위상이 펄스의 전파거리와 세기(intensity)를 곱한 양에 비례하여 증가함을 알 수 있다. 이 경우 펄스의 세기는 전파거리에 무관하게 되는데 이는 손실과 분산이 무시된 결과이다. 이러한 자기위상변조 효과는 펄스를 압축시키기 위해 필수적으로 요구되는 넓은 스펙트럼 폭을 얻는데 이용된다. 광섬유의 분산특성이 정상분산일 경우, 자기위상변조 효과에 의해 생긴 새로운 파장성분들은 펄스의 앞부분에서 뒷부분까지 파장의 길이가 짧아지는 순으로 위치의 교환 없이 차례로 분포하게 되며, 펄스의 폭도 광섬유의 분산특성에 의해 늘어나게 된다. 이와 같은 자기위상변조 효과는 펄스가 광섬유를 따라 전파하며 누적되어서, 광펄스의 에너지가 갈수록 또한 광섬유의 길이가 길수록 펄스내에 새로운 파장성분들이 많이 발생하게 된다. 단 일모드 광섬유의 단면방향 빛의 분포는 광섬유를 도파하는 모드의 모양으로 안정하게 유지되므로, 도파모드가 많거나 아니면 도파구조가 없는 경우에 발생하기 쉬운 단면방향의

instability나 self focusing 등의 영향을 받지 않는다. 또한 광섬유의 분산특성에 의해, 광섬유의 길이가 충분히 길 경우, 펄스 내에는 거의 선형적 파장분포가 이루어 지므로 선형 지연선(delay line) 특성을 지닌 경로를 통과 시켜서 펄스의 앞부분과 뒷부분이 한지점에서 겹치도록 만들면 매우 깨끗하게 압축된 펄스를 얻을 수 있다. 그러나 광섬유의 길이가 너무 길면 광섬유의 손실분계가 중요해지며 출력 펄스의 폭이 매우 커진다. 이 때문에 펄스 내의 빛의 세기가 전반적으로 낮아져서 자기위상변조 효과에 의한 새로운 파장성분들의 생성이 둔화되며, 또한 펄스를 압축시키기 위해 요구되는 지연시간이 너무 커지는 단점이 있다. 선형에 가까운 지연선 특성을 갖는 구조로는 보통 두개의 서로 마주 보고 있는 반사형 회절격자가 사용되는데, 입사된 빛의 파장이 짧을수록 회절되는 각도가 작고 통과시간이 짧아, 펄스 뒷부분이 펄스 앞부분과 겹치게 되며 결과적으로 펄스폭이 줄어들게 된다[11].

이렇게 하여 얻은 수피코초의 광펄스를 사용된 파장에서 anomalous dispersion 특성을 지닌 광섬유를 통과시키면 앞의 경우와는 달리 자기위상변조 효과에 의한 새로운 파장성분들이 펄스 내에서 위치의 교환을 하게 된다. 이때 펄스의 peak 출력이 줄수록 고차 솔리톤[10]이 여기되며 펄스의 모양도 광섬유를 전파하며 갈라졌다가 다시 결합하는 현상을 주기적으로 반복하게 된다. 펄스의 peak 출력이 줄수록 또한 분산계수의 크기가 작을수록 솔리톤의 차수는 커지며 보다 짧은 펄스를 얻을 수 있다. 솔리톤의 주기는 차수와 무관하며 분산계수의 크기에 역비례한다.

III. 실험장치

실험장치의 구성도는 그림 2와 같다. 사용된 Nd:YAG 레이저는 Quantronix model 116으로 100MHz 반복율의 모드록킹된 1.319 μ m 파장의 가우시안(Gaussian) 펄스들을 850 mW 평균출력(average power)으로 발생한다. 광섬유는 실험 파장영역에서 단일모드이며 정상분산 특성을 갖는 dispersion-shifted fiber를 사용하였다. 이 광섬유의 zero dispersion

파장은 1.544 μ m 근방이며, 모드필드직경(mode field diameter)은 약 7 μ m, 손실은 0.38dB/km 이다. 광섬유의 색분산 계수는 20ps/nm km[12], 길이는 1km이고, 입력 및 출력용 대물렌즈로는 $\times 18$ 과 $\times 10$ 의 대물렌즈들이 각각 사용되었다. 참고문헌 5와 6에서는 각각 2km와 200m의 dispersion-shifted fiber가 사용되었다. 입력결합 효율은 최대 59%로서 평균출력 500mW까지 광섬유로 결합되었으며,

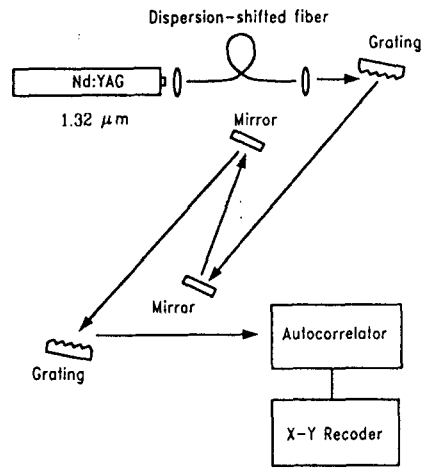


그림 2 광펄스 압축 실험장치의 구성도.

선형 translator로 입력쪽 광섬유의 위치를 미세하게 이동시켜서 광섬유를 통과하는 펄스의 세기를 조절할 수 있었다. 광섬유의 자기위상변조 효과에 의해 스펙트럼폭이 넓어지고 시간영역에서도 폭이 늘어난 펄스를 두 회절 격자를 이용하여 압축하였다. 회절격자로는 1200lines/mm가 사용되었고 입사각은 75도로 하였다. 솔리톤 효과에 의한 재압축에는 통신용 일반 광섬유가 사용되었는데 광섬유의 길이는 1km이고 손실은 0.53 dB/km 이다. 이러한 광섬유의 zero dispersion 파장은 통상 1.3 μ m 근방이며 모드필드 직경은 약 9~10 μ m이다. 펄스폭은 LiNbO₃ 결정이 내장된 background-free second harmonic autocorrelator로 측정하였다. 이 장비의 정확도는 0.1ps 미만이며 최대 측정 범위는 168ps 이다. 펄스의 모양을 sech² 형태로 간주하여 펄스 폭을 계산하였다.

IV. 결과 및 검토

결합된 광출력을 변화 시키면서, 광섬유를 통과한 출력 펄스의 스펙트럼을 spectrometer로 측정하여 그림 3에 보였다. 한 눈금간의 간격은 1nm이며, 광섬유에 결합된 빛의 평균출력이 490mW일때 출력펄스의 스펙트럼 폭이 약 4nm까지 증가하고 있다. 참고로 광섬유에 입력된 80ps 가우시안 펄스의 변환제한된(transform limited) 스펙트럼 폭은 0.03 nm²이다. Raman 효과에 의한 영향은 펄스의 walk off 및 OH 기의 1.38 μ m 데에 대한 흡수특성 때문에 무시될 수 있었다[5]. 그러나 Nd:YAG 레이저를 모드록킹에 이어 Q-switching까지 하면 Raman 효과가 관측되었다.

결합효율이 최대일 때의 평균출력 500mW에서 광섬유를 통과하기 전의 펄스모양과 통과한 후의 펄스모양을 그림 4에 비교하였다. 반치폭이 약 157ps에서 188ps로 증가하고 있다. 사용된 Ge 광검출기와 오실로스코프의 impulse에 대한 전체 반응 파형은 실험에서 얻은 2.1ps의 펄스를 Ge 광검출기에 인가하고 오실로스코프로 측정한 결과 반치폭 약 135ps인 가우시안으로 나타났다. 광섬유에 결합되는 모드록킹된 펄스는 이론상 가우시안이므로 광섬유에 결합되는 실제의 펄스폭을 $(157^2 - 135^2)^{1/2} = 80ps$ 로 볼 수 있다. 이는 참고문헌 6에서 streak camera를 사용하여 본실험과 동일한 모델인 레이저에 대해 측정하여 얻은 85ps와 근사한 값이다. 광섬유를 통과한 펄스의 모양은 가우시안이 아니고 구형으로 변화하므로[4], 그림 4-b로부터 그 반치폭을 추정하는 주의를 요한다.

실험치에 대한 이론적 비교를 위해 광섬유에 결합된 빛의 평균출력이 500mW인 경우에 대해 비선형 Shrodinger 방정식 (2)의 해를 finite difference method를 이용한 수치 해석 방법으로 구하여 펄스의 모양 및 스펙트럼의 변화를 그림 5에 보였다. 입력된 80ps 가우시안 펄스가 점차 구형으로 변화하고 있고 반치폭도 163ps로 증가하고 있다. 수치 해석에서 얻은 광섬유의 출력 펄스를 같은 반치폭의 구형 펄스로 근사하고 이를 실험과 같은 광검출 시스템으로 검출한 경우에 대한 계산 결과, 185ps 반치폭의 펄스를 얻었는

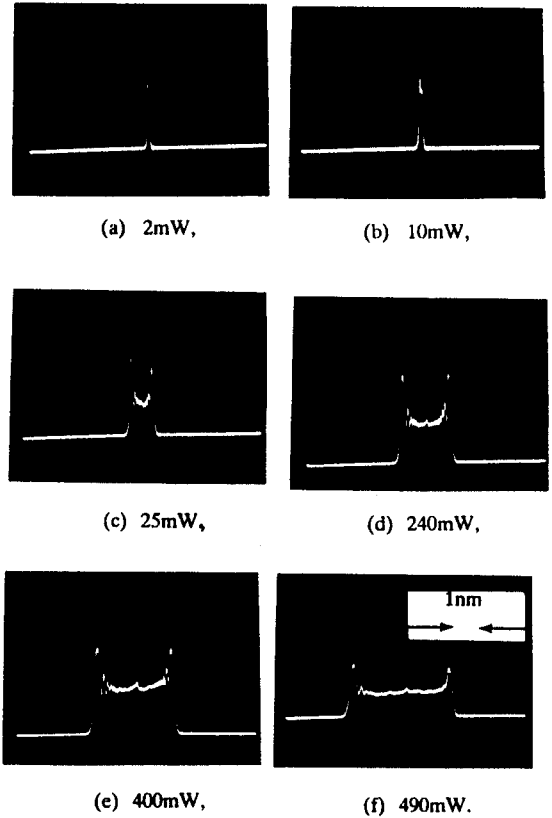


그림 3 광섬유로 결합된 펄스의 평균출력 변화에 대한 자기위상변조된 펄스의 스펙트럼 (1nm/div.).

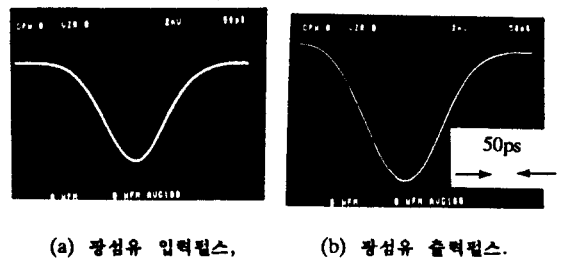
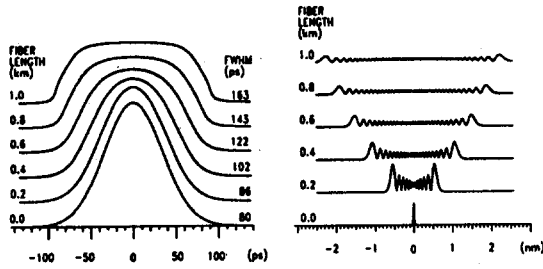
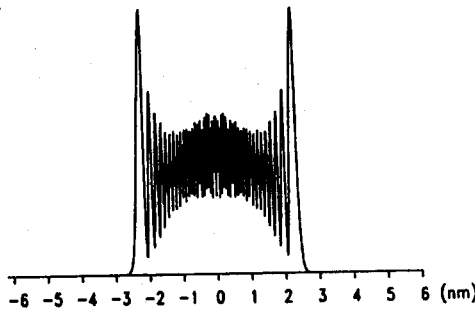


그림 4 Ge 광검출기로 측정된 펄스의 모양 (50ps/div.).

데, 이는 앞의 실험치 188ps와 잘 일치하고 있다. 광섬유를 통과한 펄스의 스펙트럼 모양 및 폭도 실험결과와 거의 유사하며, 이로부터 식 (2)에 의한 이론적 계산이 매우 정확함을 알 수 있다.



(a) 펄스 모양의 변화, (b) 펄스 스펙트럼의 변화,



(c) 압축펄스의 스펙트럼.

그림 5 자기위상변조 효과의 수치해석.

두 회절격자간의 간격을 변화해가며 펄스폭이 최소로 되는 위치를 찾아 보았다. 격자간격이 323cm 일때 2.1ps의 가장 짧은 펄스를 얻었으며, 이때 광섬유에 결합된 평균출력은 450mW 였다. 이 경우의 autocorrelation 측정 결과를 그림 6에 보았는데 펄스의 모양도 깨끗함을 알 수 있다.

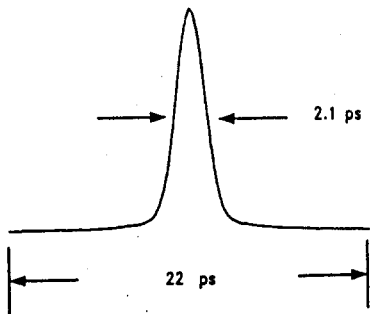


그림 6 광섬유와 회절격자로 압축된 펄스의 autocorrelation 파형.

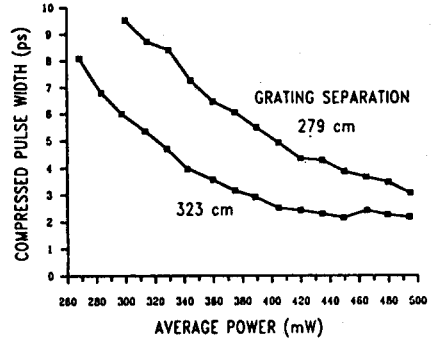


그림 7 광섬유에 결합된 평균 광출력 및 회절격자간의 거리에 따른 압축된 펄스의 반치폭 변화.

그림 7에 광섬유로 결합된 평균출력의 변화에 따라 두 격자를 통과한 펄스폭이 변화하는 관례를 측정하여 나타내었다. 격자간격이 이보다 작은 279cm의 경우, 최소 반치폭은 500mW에서 3.1ps 였다. 이보다 격자간격이 클 경우 수십 cm의 변화에는 큰 차이가 없었고 그 이상의 변화에서는 펄스폭이 다시 증가하였다. 참고로 반치폭 4nm에 해당하는 변환제한된 sech^2 펄스의 반치폭은 0.46ps 이다. 또한 실험에 사용된 500mW 평균출력의 80ps 가우시안 펄스에 대한 참고문헌 4의 예상 최저치는 2km 광섬유 및 4.5m 격자간격에서 최소 반치폭이 0.82ps 이다. 그러나 이때 사용된 식은 본 실험보다 7배 이상 낮은 출력에서 얻은 수치해석 결과로부터 extrapolation을 통하여 얻은 것으로 그 정확도는 의심스러운 것이다. 그림 7에서 입력된 평균출력이 증가함에 따라 펄스의 폭이 줄어들고 있으며, 그 줄어드는 효과가 평균출력이 높아질수록 점차 포화됨을 알 수 있다. 이는 각 스펙트럼 성분들에 대한 회절격자의 지연선평특성이 불완전하여 발생하는 오차들이 제한요인으로 작용하기 때문이다. 격자간격이 323cm 일때 450mW 보다 더 평균출력을 증가시키면 첫번째 격자에 의해 회절된 빛의 범위가 두번째 격자의 크기(폭 2.9cm)를 초과하므로 스펙트럼의 손실을 가져와 펄스폭이 오히려 늘어나고 있다. 보다 더 큰 크기의 회절격자를 사용하면 좀 더 짧은 펄스를 얻을 수 있을 것이다.

이렇게 얻은 2.1 피코초의 펄스를 통신용 일반 광섬유에 통과 시켜서 솔리톤 효과에 의한 펄스 재압축을 시도하였다. 그림 8에 광섬유 출력단에서 얻은 펄스의 autocorrelation 측정 결과를 보였는데, 반치폭이 약 340fs로서 원래의 펄스보다 235배 만큼 그 폭이 줄었음을 알 수 있으며 펄스 주위에 미약한 pedestal이 존재함을 알 수 있다. 측정치 아래의 직선은 펄스를 인가하지 않았을 때 얻은 X-Y recoder의 레직이다. 실험에 사용된 격자의 회절 효율이 낮아서 광섬유에 결합되는 펄스의 평균출력이 약 25mW 정도로 낮았다. 그러나 광섬유의 zero dispersion 파장이 1.3 μ m 근방이므로 분산 효과가 작아서 솔리톤 효과를 관측할 수 있었다. 그림 9에 광섬유에 결합되는 평균 출력을 variable attenuator로 변화시켰을 때 얻은 autocorrelation 측정결과를 나타내었다. 편위상 출력이 커질수록 증폭 scale을 축소하였다. 광출력이 커질수록 펄스의 peak 출력이 주위의 pedestal에 비해 커지고 있다. 그림 9(b)의 경우 관측되는 두 sidelobe은 펄스가 광섬유를 전파하면서 고차 솔리톤 효과에 의해 two-fold splitting이 발생함을 의미한다.

Y. 결론

광섬유에서의 자기위상변조 효과와 회절격자의 지연선 특성을 이용하여 Nd:YAG 레이저에서 얻은 1.319 μ m 파장의 모드록킹된 반치폭 약 80ps의 고속 펄스를 2.1ps까지 압축하였으며 이를 다시 일반 광섬유에서의 솔리톤 효과를 이용하여 340fs까지 압축하였다.

감사의 글

스펙트럼을 측정하는데 많은 도움을 주신 김상배 박사님과 장동훈 박사님께 감사를 드리며, 광섬유에 대한 관련 자료를 제공해 주신 전영운, 박재봉씨에게도 감사를 드립니다. 아울러 실험을 허락해 주신 이용택 박사님과 이일함 박사님께도 감사를 포함합니다.

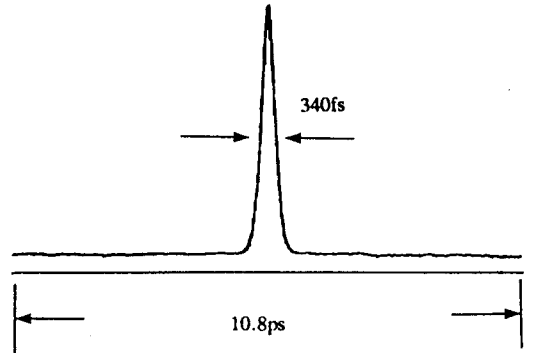
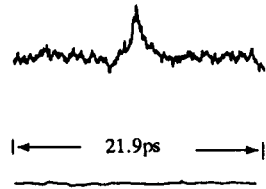
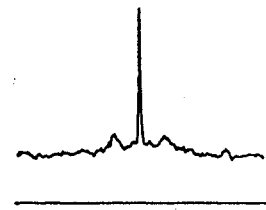


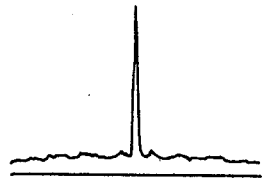
그림 8 솔리톤 효과로 재압축된 펄스의 autocorrelation 파형.



(a) 15mW,



(b) 20mW,



(c) 25mW.

그림 9 광섬유로 결합된 펄스의 평균출력 변화에 대한 autocorrelation 파형의 변화.

참 고 문 헌

- [1] S. L. Shapiro, "Ultrashort Light Pulses," (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York), (1977).
- [2] C. V. Shank, R. L. Fork, R. Yen, R. H. Stolen, and W. J. Tomlinson, Appl. Phys. Lett., 40, 761 (1982).
- [3] W. H. Knox, R. L. Fork, M. C. Downer, R. H. Stolen, C. V. Shank, and J. A. Valdmanis, Appl. Phys. Lett., 46, 1120 (1985).
- [4] W. J. Tomlinson and W. H. Knox, J. Opt. Soc. Am. B., 4, 1404 (1987).
- [5] K. Tai and A. Tomita, Appl. Phys. Lett., 23, 309 (1986).
- [6] A. S. Gouveia-neto, A. S. L. Gomes, and J. R. Taylor, Opt. Quantum Electron., 18, 423 (1986).
- [7] A. S. Gouveia-neto, A. S. L. Gomes, and J. R. Taylor, J. Mod. Opt., 35, 7 (1988).
- [8] A. S. Gouveia-neto, A. S. L. Gomes, and J. R. Taylor, Opt. Lett., 12, 395 (1987).
- [9] R. H. Stolen and Chinlon Lin, Phys. Rev. A., 17, 1448 (1978).
- [10] A. Hasegawa, "Optical Solitons in Fibers," (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg and AT&T Bell Laboratories), (1989).
- [11] E. B. Treacy, IEEE J. Quantum Electron., QE-5, 454 (1969).
- [12] 박재광, "색분산의 최적 fitting 방정식," 한국전자통신 연구소 내부기술문서 (TM89-1401-1), (1989).