

論文97-34D-3-14

효과적인 단일 펄스 압축을 위한 분산감소 광섬유의 분산 특성 및 입력 펄스 진폭 결정

(Determination of the Dispersion Profile of a Dispersion Decreasing Fiber and the Input Pulse Amplitude for Efficient Adiabatic Pulse Compression)

崔峯壽*, 徐東善*

(Bong-Su Choi and Dong-Sun Seo)

요 약

효과적인 단일 펄스압축을 위한 분산감소광섬유의 분산특성을 높은 펄스압축율과 낮은 반침전력/짧은 광섬유 길이 사이의 타협으로부터 결정하였다. 그 결과, 지수함수적인 분산감소지수 α 의 최적 값은 0.95로 나타났으며, 이 때 광섬유의 최적 길이는 초기솔리톤 주기의 1.5배인 것으로 나타났다. 이 분산감소광섬유를 통과시킴으로써, 반침전력의 큰 증가 없이 약 10배의 펄스압축율을 얻을 수 있었다. 또한, 특정 펄스폭에 최적화된 분산감소광섬유를 이용하여 폭이 상대적으로 넓은 펄스를 압축하기 위한 최적 입력 펄스 진폭을 펄스폭의 함수로써 얻었다.

Abstract

We determine the dispersion profile of a dispersion decreasing fiber(DDF) for optimum pulse compression from a trade-off between high pulse compression and low pedestal power / short DDF length. We find that the optimum value of the exponential dispersion decreasing factor α is 0.95 and that the corresponding optimum fiber length is 1.5 times of the initial soliton period. Passing through the DDF, ~ 10 times of pulse compression ratio can be achieved without significant increase in pedestal power. To compress relatively broad pulses using a given DDF optimized at a specific pulse width, we also determine the optimum input pulse amplitude, as a function of input pulse width.

I. 서 론

극초단 광펄스 발생기술은 초고속 광통신 시스템뿐만 아니라, 각종 초고속 측정장치, 광 스위칭 시스템, 광 샘플링 시스템, 등에도 매우 유용하게 응용될 수 있

기 때문에 꾸준한 연구의 대상이 되어 왔다.^[1-3] 특히, 최근의 지대한 연구관심이 되고 있는 초고속 광통신의 광원으로서 반도체 레이저를 이용한 극초단 펄스발생장치가 매우 유용하게 이용될 것으로 예측되고 있다. 광섬유의 대역폭은 엄청나게 커서 수 10 펨토초(fs : 10^{-15} 초)의 펄스도 전송시킬 수 있으므로, 펨토초 영역의 극초단 펄스를 이용한 광학적 시분할다중화(OTDM)에 의해, 미래의 초고속 광통신에서 요구되는 Tbps 급 이상의 정보전송속도를 이룩할 수 있다.^[4,5] 반도체 레이저를 이용한 극초단 펄스발생장치는 다른

* 正會員, 明知大學校 電子工學科

(Dept. of Electronics, Myong-Ji University)

※ 이 논문은 1996년도 한국학술진흥재단의 공모과제 연구비에 의하여 연구되었음.

接受日字:1996年9月17日, 수정완료일:1997年3月3日

레이저 보다 크기, 가격, 집적화 가능성, 속도, 등에서 큰 장점을 가질 수 있어서, 초고속 통신의 광원으로 가장 적합하다. 반도체 레이저로부터 초단 광펄스를 발생시키는 일반적인 방법으로는 모드 잠김이나 첩핑(chirping) 보상이 포함된 이득스위칭 방법이 이용되고 있다. 그러나 이들 방법에 의해 발생된 펄스의 폭은 대략 5 피코초 ($ps : 10^{-12}$ 초) 정도에 머물게 됨으로서, 요구되는 Tbps 급의 정보전송속도를 달성시킬 수 없다. 즉, 미래의 Tera-bits/s (초당 10^{12} 비트) 급의 초고속 광통신에서는 수 100 펨토초의 펄스가 요구되어, 이들 피코초 대의 펄스를 더욱더 압축시키는 것이 필요하다. 이에 따라 보다 짧은 극초단 펄스를 얻기 위한 펄스압축에 많은 연구관심이 쏟아지고 있다.^[6-9] 한편, 펄스폭이 짧을수록 OTDM에 의한 정보전송속도 증진은 물론, 각종 측정 시스템의 시분해능을 향상시킬 수 있다.

펨토초의 펄스를 생성시키기 위한 펄스압축 방법 중에서 광솔리톤 특성을 이용한 방법이 유망한 기술로 알려져있다.^[6-9] 간단하면서도 효과적인 방법이 고차 솔리톤에 의한 펄스압축인데, 펄스의 받침(pedestal)이 생긴다는 단점이 있다. 이러한 펄스받침을 제거하기 위해, 광 강도에 의존하는 광섬유의 비선형적인 편극(polarization) 회전 특성을 이용하여 주 펄스와 받침을 분리시키는 다소 복잡한 방법이 시도된바 있다.^[7] 또 다른 방법으로서 분산없이 지수함수적으로 감소하는 특수 광섬유를 이용하여 기본(fundamental) 솔리톤에 의한 단열(adiabatic) 압축방법이 시도된 바 있다.^[8,9] 광섬유 제작기술의 발달로 특수 광섬유의 제작이 가능해짐에 따라, 미래에는 받침을 제거하기 위한 특수 기술이 필요 없는 단열압축 방법이 활기를 띠 전망이다. 이에 따라 주어진 펄스에 대해, 보다 짧은 광섬유로 펄스받침을 유지 시키지 않고도 최고의 압축율을 얻기 위한 광섬유 분산특성(profile)을 결정하는 것이 주요 과제로 등장하게 되었다.

본 논문에서는 우선 펄스폭이 주어지면 쉽게 최적 분산특성을 결정할 수 있도록 펄스폭으로 정규화된 광섬유의 최적 분산특성을 결정하고자 한다. 즉, 보다 짧은 광섬유로 보다 높은 펄스압축율과 보다 낮은 받침 전력을 갖는 분산특성을 결정하고자 한다. 그 다음, 압축된 펄스폭이 1 피코초 이하로 감소될 때 피코초 펄스전송에서 무시되어 온 3차 분산효과, SRS(stimulated Brillouin scattering), 등의 고차항 효과를 분석

하고자 한다. 고차솔리톤효과를 적절히 첨가하면 특정 펄스폭에 최적화된 광섬유를 이용하여 폭이 상대적으로 넓은 펄스도 압축시킬 수 있는데, 이를 위한 입력되는 솔리톤의 최적진폭을 입력 펄스폭의 함수로서 결정하고자 한다. 즉, 2장에서는 광섬유에서 광파가 만족해야 하는 포락선 방정식과 분산감소광섬유에 의한 단열 펄스압축의 원리를 설명하고, 3장에서는 모의실험에 의한 최적 광섬유 분산특성 및 길이를 결정한다. 그 후에 고차항 효과를 분석하고, 최적 펄스압축을 위한 고차솔리톤효과 첨가 정도를 결정하기 위한 초기 솔리톤진폭을 입력 펄스폭의 함수로서 결정한다. 마지막으로 4장에서 결론을 맺는다.

II. 이 론

비선형 및 분산특성을 갖는 광섬유를 통하여 전파하는 광펄스의 포락선은 고차항을 무시할 경우 식(1)의 비선형 Schrodinger 방정식을 만족한다.^[10]

$$\frac{\partial q}{\partial Z} + \Gamma q = \frac{i}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial T^2} + id^2 q \quad (1)$$

여기서 정규화된 각 변수는 다음과 같이 주어진다.

$$Z = \frac{z k_o'''}{L} \quad (2)$$

$$T = p/\tau = (t - k_o' z)/\tau \quad (3)$$

$$q = \tau(2\pi n_2 / |k_o''| \lambda_o)^{1/2} E \quad (4)$$

$$\Gamma = \frac{\tau^2}{|k_o''|} \gamma \quad (5)$$

$$k_o''' = D \frac{\lambda_o^2}{2\pi c} \quad (6)$$

위 식들에서, E 는 전계진폭, z 는 전송거리 τ 는 정규화된 펄스폭으로서 전치반폭 T_0 와는 $\tau = T_0 / 1.76$ 의 관계가 있으며, k_o' 과 k_o'' 는 파수 k_o 의 각주파수 w 에 대한 1차 및 2차미분, n_2 는 비선형 계수, λ_o 는 파장, γ 는 지수함수의 진폭 손실계수, D 는 분산 계수, c 는 진공 중에서 광속을 나타낸다. 간단한 경우로서 손실이 없을 때 ($\Gamma = 0$), 식 (1)의 정규화된 비선형 Schrodinger 방정식의 해는 다음과 같다.

$$q = N \operatorname{sech} T e^{iZ/2} \quad (7)$$

여기서 N 은 입사광파의 진폭을 나타내는 차수인데, N

= 1을 기본 솔리톤(fundamental soliton)이라고 부르며, $Z = \pi/2$ 는 솔리톤의 주기에 해당한다.

이렇게 형성되는 기본 솔리톤 펄스를 단위길이당 증폭율이 균일한 광섬유를 통과시키면, 모든 미세 진행구간에서 펄스의 강도는 증가하게 되나 비선형 특성에 의해 펄스가 압축되어 기본 솔리톤을 유지하고자 하는 특성이 나타나게 된다. 즉, 광섬유의 총 통과 증폭도가 n 배이면 통과된 펄스는 형태의 변화 없이 그 폭만 $1/n$ 로 감소하게 된다. 그러나 증폭율이 너무 크면 비선형 현상에 의한 펄스폭 축소는 증폭율을 따라잡지 못하게 되고 정규화된 펄스 진폭은 증가하게 된다. 이 진폭 증가에 따라 전파되는 펄스는 고차솔리톤을 형성하게 되어 전파하면서 급격히 압축되나, 압축된 펄스에는 고차솔리톤효과에 의한 펄스반침이 나타나게 된다. 즉, 기본 솔리톤의 형태를 유지하면서 압축된 펄스를 얻기 위해서는 전파에 따른 매우 완만한 증폭이 요구된다.

광섬유에서 이 같은 균일한 증폭에 의한 펄스압축 효과는 실제적인 펄스 증폭에 의하지 않고도, 정규화된 광솔리톤의 진폭이 분산의 제곱근 $D^{1/2}$ 에 반비례하므로(식 (4) 및 (6) 참조), 광섬유의 분산을 거리에 따라 지수함수적으로 감소시킴으로서 얻을 수 있다. 즉, 분산감소광섬유(DDF : Dispersion Decreasing Fiber)를 이용하여 외부에서 어떠한 에너지의 보충 없이도 펄스가 전파해감에 따라 펄스폭이 감소되는 단열압축 특성을 얻을 수 있다. 이때 펄스폭 감소율과 펄스강도 증폭율이 에너지 보존법칙에 의해 균형을 이룸으로써, 기본 솔리톤 형태를 유지하게 된다. 그러므로 최종 펄스폭은 유효 전력증폭도에 해당하는 $n = D(z=0)/D(z=L)$ 의 역수로 감소하고 에너지 보존법칙에 의해 펄스강도는 n 배에 이르게 되어 기본솔리톤 형태를 유지하게 된다. 높은 펄스압축율을 얻기 위해서는 광섬유의 길이가 길어야 하나, 실제적인 경우 길이가 긴 (수 km 이상) DDF의 제작은 거의 불가능하기 때문에, 짧은 DDF에서 보다 높은 펄스압축율을 얻기 위해서는 분산값이 보다 빨리 감소해야 한다. 그러나 너무 급격한 분산값의 감소는, 앞서 언급한 광섬유 상에서 증폭율이 너무 큰 경우와 유사하게 고차솔리톤을 형성케하여, 전파되는 펄스에 반침을 유기시킬 가능성이 있다. 그러므로 펄스압축율과 압축된 펄스에 나타나는 반침 및 광섬유 길이 사이의 타협(trade-off)이 존재하게 된다.

III. 모의실험

입력펄스에 대한 식 (1)의 해(즉, 압축되는 솔리톤 펄스의 형태)는 Split-Step FT(Fourier Transform) 방법을 이용하여 구할 수 있다.^[11] 모의실험에서 입력 펄스의 모양은 식 (7)의 sech 함수 형태로 가정하였고 DDF의 거리가 수 km 이상을 벗어나지 않기 때문에 광섬유 손실은 무시되고 비선형 특성 및 코어(core) 반경은 일정하며, 동작파장은 $1.55\mu\text{m}$ 라고 가정하였다.

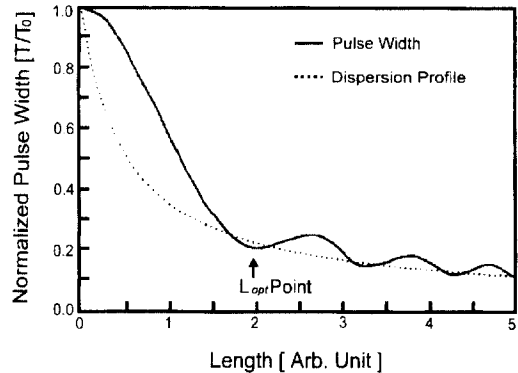


그림 1. 전파거리에 따른 정규화된 펄스폭(실선)과 DDF 분산특성(점선)의 변화

Fig. 1. Normalized pulse width (solid line) and DDF dispersion profile (dotted line), as a function of propagation distance.

1. 정규화된 최적 분산특성 결정

초기 펄스폭 T_0 의 펄스가 DDF에 입력되면, 전파 초기에는 펄스폭 T 의 감소가 분산 감소를 따라잡지 못함으로써 솔리톤진폭이 1보다 크게 된다. 그러나 진폭 증가로 인한 고차솔리톤효과가 첨가되어, 펄스가 전파해 감에 따라 펄스폭은 급격히 감소하게 된다. 이에 따라 펄스폭은 그림 1에 보인 바와 같이 전파거리에 대해 약간의 초과 댐핑(over damping) 특성을 보이면서 감소하게 된다. 광섬유의 길이는 짧을수록 유리함으로, 최소의 길이에서 최대의 펄스압축을 얻는 첫 번째 펄스폭 최소 점을 최적 광섬유의 길이 L_{opt} 로 설정하였다. DDF의 분산감소율이 충분히 작을 경우에는 펄스폭 감소특성과 분산감소 특성이 정확히 일치하여 펄스폭의 극소점이 존재하지 않는다. 이 때는 원하는 펄스폭을 만족하는 DDF의 길이를 L_{opt} 로 설정한다.

압축된 펄스를 광솔리톤에 의한 초고속 정보전송에

응용하고자 할 경우, 펄스반침은 펄스간의 상호작용을 유기 하는 주요 원인이 되어 정보전송속도를 제한하게 됨으로^[12] 압축된 펄스 에너지의 대부분이 침두치 근처에 모여 있어야 한다. 본 연구에서는 침두치 근처를 침두치로부터 양쪽으로 전치반폭(FWHM) 이내로 정의하고, 이 침두치 근처에 존재하는 펄스 에너지를 P_E 가 80% 이상일 때, 반침이 무시되는 양호한 펄스 형태를 유지한다고 정의하였다 (본 정의에 의하면 sech^2 함수의 P_E 는 약 84%가됨). 그러므로 그림 1의 L_{opt} 에서 최대의 펄스압축율과 높은 P_E 를 얻기 위한 최적 광섬유의 분산특성을 모의실험을 통하여 결정하고자 한다. DDF의 최적 분산특성은 지수함수적인 감소를 보이는 식(8)의 분산특성을 갖는 것으로 가정하였다.

$$D(z) = D_0 \exp(-Az) = D_0 \exp(-\alpha Z) \quad (8)$$

여기서 D_0 는 DDF의 초기 분산값, A 와 α 는 각각 전파거리 z 와 정규화된 전파거리 Z 에 따른 분산감소 지수이다.

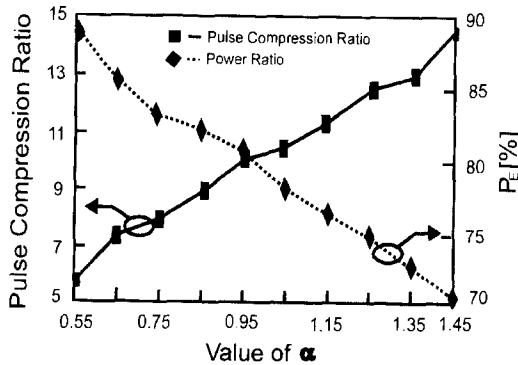


그림 2. 분산감소지수 α 값의 변화에 따른 펄스압축율과 에너지 함유율 P_E 의 변화
Fig. 2. Pulse compression ratio and P_E , as a function of α .

모의 실험에서는 펄스폭과 k_0 로 정규화된 일반적인 분산특성, 즉 식 (8)의 최적 α 값을 구하고자 했다. 이를 위해, α 값의 함수로서 정규화된 Z_{opt} 를 결정하고 Z_{opt} 에서 펄스의 압축율, 에너지 함유율 P_E 를 조사하여, 그 결과를 그림 2에 보였다. α 값이 증가함에 따라 펄스의 압축율은 증가되었으나, 분산값의 급격한 감소로 인한 고차솔리톤 특성의 펄스반침이 나타나서 P_E 는 감소하는 것으로 나타났다. 즉, α 값이 0.5 일 때

P_E 는 90 %로 상당히 좋게 나타났으나 펄스압축율은 6배에 미치지 못했으며, α 값이 0.95로 증가하면 P_E 는 80%로 감소하나 10배에 이르는 우수한 압축율을 보였다. α 값을 더욱 증가시키면 압축율은 계속 증가하나, 상대적으로 펄스반침이 증가하여 P_E 는 80% 이하로 저하되었다. 그림 2에 보인 바와 같이 80% 이상의 P_E 를 보장하는 최적의 DDF 분산특성을 결정하는 α 값은 0.95인 것으로 나타났다. 이 때, 그림 1의 첫 번째 펄스폭 최소점 (L_{opt})에 해당하는 이 DDF의 최적 길이 Z_{opt} 는 2.4(솔리톤 주기의 1.5배)로 나타났다. 실제적인 DDF의 길이 L_{opt} 는 펄스폭이 주어지면 식 (2)에서 쉽게 구할 수 있다. 한편, 그림 2에서 계산된 값이 선형 의존성에서 벗어난 것은 반복계산점간의 구간이 다소 커서 Z_{opt} 결정 및 전치반폭결정상의 누적오차에 의한 것으로 예측된다.

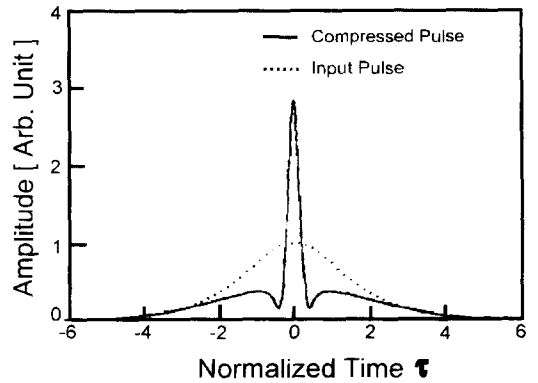


그림 3. 분산감소지수 α 값이 0.95일 때, 최적으로 압축된 펄스(실선)와 입력펄스(점선)의 모양
Fig. 3. Optimally compressed pulse shape (solid line) and initial pulse shape (dotted line), when $\alpha = 0.95$.

그림 3은 α 가 최적 값인 0.95이고 길이가 Z_{opt} 인 DDF를 통과하여 최적으로 압축된 펄스(진폭)의 모양과 입력펄스의 모양을 보이고 있다. 약간의 고차솔리톤 효과에 의해 압축된 펄스의 모양이 입력펄스와 다소 상이하나 반침전력은 그다지 크지 않음을 알 수 있다.

모드잠김레이저 출력이나 철펠 보상된 이득스위칭레이저의 출력은 수 피코초의 변환제한된(transform limited) sech^2 형태를 갖는 것으로 알려져 있다.^[13,14] 이제 실제적인 경우로서 전치반폭(FWHM) T_0 가 4 피코초인 펄스를 초기 분산값 $D_0 = 10$ ps/nm/km인

DDF로 압축하고자 할 때, DDF의 최적 분산특성과 길이를 결정하자. 식 (2)에서 $Z = 1$ 일 때 실제 길이 z 는 0.417 km가 됨으로, 최적 압축 길이 $L_{opt} = 2.4 \times 0.417 \text{ km} \approx 1 \text{ km}$ 가 됨을 쉽게 알 수 있다. 식 (8)로부터 $\alpha = 0.95$ 에 해당하는 실제적인 분산감소지수 A 는 2.28로서 DDF의 최적 분산특성은 다음과 같이 주어진다.

$$D(z) = 10 \exp(-2.28z) \quad (9)$$

여기서 z 의 단위는 km이다. 그러므로 4 피코초의 sech 함수 펄스를 단순히 길이 1 km의 (9)식과 같은 분산특성을 갖는 광섬유에 입력시키면, 출력에서 그림 3의 실선에 보인바와 같은 약 400 켈토초의 펄스를 얻을 수 있다.

무시할 수 없는 광섬유의 손실이 존재하고 DDF의 제작 과정에서 유효 코어 반경이 변하는 경우라도, 손실은 일정하다고 가정할 수 있고 유효 코어 반경은 DDF의 특성에 의해 지수함수적으로 변하게 됨으로, 위의 모의 실험에서 얻은 분산감소지수 A 값에서 이들 효과를 고려한 수정된 A 값을 광섬유 길이의 함수가 아닌 상수로서 구할 수 있다. 즉, 손실과 유효 코어 반경 변화 효과 모두를 고려한 유효 분산감소지수가 2.28이 되도록 광섬유의 분산감소특성을 결정한다.

2. 고차항 효과

광섬유에서 켈토초 영역의 펄스폭을 가지는 광펄스가 전파할 때 나타나는 고차항의 효과는 SRS(Stimulated Raman Scattering), 3차 분산(third-order dispersion) 그리고 자기 가파름(self-steepening)이 있다. 이런 고차항들의 효과는 광펄스의 폭이 켈토초 영역으로 감소됨에 따라 점점 크게 나타나므로, 이를 고려해야 한다. 이들 고차항들이 첨가된 비선형 Schrödinger 방정식은 다음 식과 같다.^[15]

$$\begin{aligned} \frac{\partial a}{\partial Z} + i' a = & \frac{i}{2} \frac{\partial^2 a}{\partial T^2} + i |a|^2 a \\ & + \frac{k_0}{6 |k_0| \tau} \frac{\partial^3 a}{\partial T^3} - i \frac{T_R}{\tau} a \frac{\partial}{\partial T} |a|^2 - \frac{\lambda}{\pi c \tau} \frac{\partial}{\partial T} (|a|^2 a) \end{aligned} \quad (10)$$

여기서 k_0''' 는 k_0 의 각 주파수 ω 에 대한 3차 미분을 나타내고, T_R 은 SRS를 나타내는 지연된 비선형응답을 나타내며, 식(10)의 우측 항에서 3번째 항은 3차 분산을, 4번째 항은 SRS, 5번째 항은 자기 가파름을 각

각 나타낸다. 앞서 언급한 바와 같이 최적 DDF의 길이가 짧기 때문에 광섬유의 손실은 무시할 수 있다. 또한 자기 가파름의 효과도 SRS와 3차 분산효과에 비해 그 효과가 무시될 수 있는 것으로 발표된 바 있기 때문에,^[15] 모의 실험에서 광섬유의 손실과 자기 가파름 효과는 무시하였다. 펄스 전파 초기에는 펄스폭과 광섬유의 분산값이 모두 크기 때문에 SRS 효과와 3차 분산의 효과가 무시되나, 펄스가 전파해 갈수록 펄스폭도 감소하고 분산도 감소하기 때문에 SRS 효과와 3차 분산효과는 급격히 증가하게 된다. 이 효과들을 검증하기 위해, k_0''' 를 결정하는 DDF의 분산특성은 $D_0 = 10 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ 와 $\alpha = 0.95$ 를 갖는 식 (8)로 주어지고, 일반적인 값으로서 $k_0''' = 0.0568 \text{ ps}^3/\text{km}$, $T_R = 5 \text{ fs}$ 인 경우에 대해 모의 실험을 수행하였다. 주어진 조건에서 SRS와 3차분산효과 각각을 별도로 고려하여 모의 실험을 수행한 결과, 고차솔리톤효과에 의한 펄스압축의 경우^[15]와는 다르게 SRS의 효과가 펄스폭에 미치는 영향은 3차 분산효과에 비해 무시되는 것으로 나타났다. 이에 따라 고차항 효과는 3차 분산만을 고려했으며, 3차 분산효과에 의한 펄스압축을 감소를 입력 펄스폭의 함수로서 그림 4에 보였다.

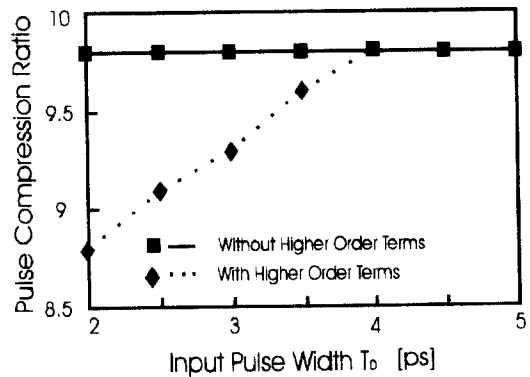


그림 4. 입력 펄스폭의 함수로 나타낸 고차항 효과에 의한 펄스압축율(점선); 실선은 고차항을 무시한 경우임

Fig. 4. Decrease in pulse compression ratio due to higher order terms, as a function of input pulse width (dotted line). The solid line represents the ratio without higher order terms.

그림 4에서 보는 바와 같이 4 피코초 이하의 펄스폭을 갖는 입력펄스를 압축하는 경우 3차 분산효과에 의해 펄스압축율이 크게 감소하는 것으로 나타났으나, 입

력 펄스폭이 증가함에 따라 그 영향이 감소하여 펄스 폭이 4 피코초 이상이 되면 무시할 수 있을 정도로 나타났다. 즉 4 피코초 이상의 입력펄스에 대해서는 고차항 효과를 고려할 필요가 없다.

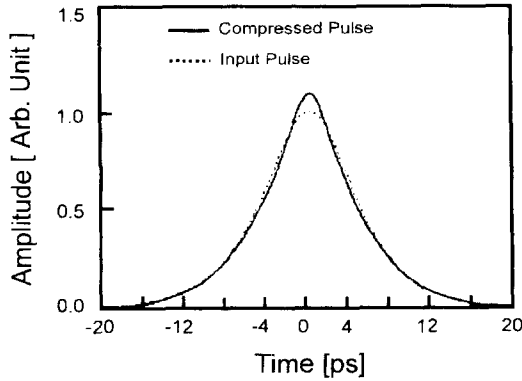


그림 5. 폭이 7 피코초인 기본솔리톤 펄스(점선)에 대한 압축된 펄스의 모양(실선)

Fig. 5. Compressed pulse (solid line) of a fundamental soliton pulse with $T_0 = 7$ ps (dotted line).

3. 단일 압축 및 고차 솔리톤 효과에 의한 펄스 압축

식 (9)의 분산특성을 갖는 1 km의 DDF는 펄스폭 T_0 가 4 피코초 ($\tau=1.88$ ps)인 펄스에 대해 최적의 펄스압축 특성을 보이게 된다. 그러나 펄스폭이 증가하면 이 DDF를 사용해도 앞서 언급한 단순한 단일압축에 의해 10 배에 이르는 압축율을 얻는 것은 불가능하다. 예를 들면, $T_0 = 7$ ps인 기본솔리톤 ($N = 1$)의 펄스를 이 DDF에 통과시켜도 그림 5에 보인 바와 같이 펄스압축 효과가 거의 없다. 그러나 $N = 1.65$ 의 진폭으로 이 펄스를 입력시키면 그림 6에 보인 바와 같이 고차솔리톤에 의한 압축효과가 더해져서 출력에서 큰 압축율을 얻을 수 있다. 하지만 압축율은 16배에 이르렀으나, 고차솔리톤효과 때문에 펄스의 받침이 생성되어 압축된 펄스의 P_E 는 63 % 정도로 감소하였다. 입력된 광펄스가 광섬유의 끝에서 최적으로 압축된 펄스 특성을 보이는지 확인하기 위하여, 전파거리에 따른 펄스폭의 변화를 검사하고 이를 그림 7에 나타내었다. $N = 1.65$ 인 경우 대략 1 km의 길이에서 최적의 압축특성을 보임을 확인할 수 있다. 즉, 주어진 광섬유로 $T_0 = 7$ ps인 펄스를 효과적으로 압축하기 위해서는 솔리톤의 초기 진폭은 1.65이어야 한다.

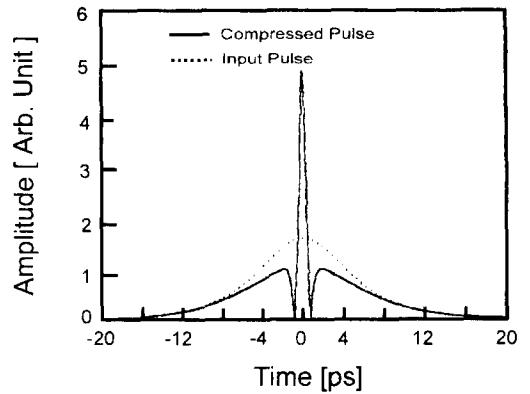


그림 6. 그림 5의 조건에서 솔리톤진폭만이 1.65로 증가했을 때 압축된 펄스의 모양(실선) : 점선은 입력펄스의 모양임

Fig. 6. Compressed pulse (solid line) and input pulse (dotted line) at the same condition in Fig 5, except that the soliton amplitude is increased to 1.65.

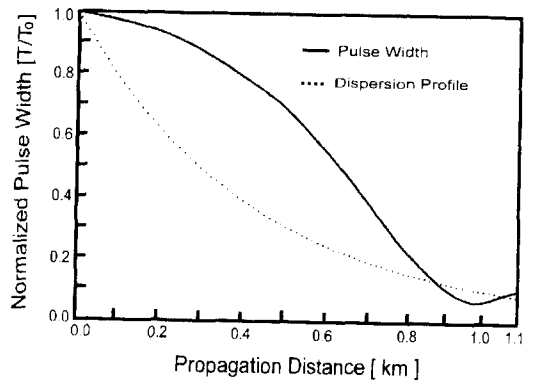


그림 7. 그림 6의 조건에서 전파거리에 따른 압축된 펄스폭의 변화(실선) ; 점선은 DDF의 분산 특성을 나타냄

Fig. 7. Normalized pulse width (solid line) as a function of propagation distance, at the same conditions in Fig. 6.

그림 8은 4 피코초에 최적화된 식(9)의 특성을 갖는 1 km 길이의 DDF에 펄스폭이 상대적으로 넓은 펄스를 입력시켰을 때, 광섬유 출력에서 최적으로 압축된 펄스를 얻기 위한 입력펄스의 최적진폭 N_{opt} 값과 압축된 펄스의 P_E 값을 입력 펄스폭의 함수로서 나타낸 것이다. 입력펄스가 주어진 1 km의 DDF를 통과한 후에 최적으로 압축되기 위해서는, 펄스의 진폭이 넓을수록 더 큰 솔리톤 효과가 요구되며, 이에 따라 N_{opt} 값은 커지고 P_E 값은 작아지게 된다.

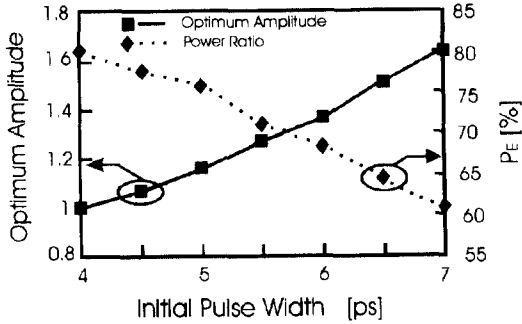


그림 8. 식 (9)의 분산특성을 갖는 1 km의 광섬유로 펄스를 압축할 때, 입력 펄스폭의 변화에 따른 최적진폭 값과 에너지 함유율 P_E 의 변화

Fig. 8. Optimum amplitude N_{opt} and P_E as a function of initial pulse width, when a 1 km length DDF with the dispersion profile given by Eq. (9) is used for pulse compression.

IV. 결 론

분산감소광섬유를 이용한 단일 펄스압축 기술은 압축된 펄스에 받침이 나타나지 않는다는 장점 때문에, 많은 연구관심이 되어 왔다. 본 연구에서는 보다 짧은 광섬유로 최대의 압축특성 및 낮은 받침전력을 갖는 펄스압축 광섬유의 최적 분산특성을 입력 펄스폭에 대해 정규화된 수식으로 얻었다. 그 결과 최적 분산감소지수 $\alpha = 0.95$ 로 나타났으며, 이 때 최적 광섬유 길이는 초기솔리톤 주기의 1.5배로 나타났다. 이 최적 분산특성의 광섬유를 이용하여 펄스를 압축하면, 80% 이상의 펄스 전력이 펄스 중앙에 모여 있고 10 배에 이르는 펄스압축율을 보이는 펄스를 얻을 수 있음을 확인하였다. 또한 이 단일 압축에 의해 헤토초대로 압축되는 펄스에 영향을 주는 고차항 효과를 분석한 결과, 입력 펄스폭이 4 피코초 이상인 경우에는 어떤 고차항 효과도 무시될 수 있는 것으로 나타났으며, 그 이하의 경우에는 3차 분산효과가 주로 펄스압축에 영향을 미치는 것으로 나타났다. 한편, 주어진 펄스압축 광섬유가 특정한 펄스폭에 최적화된 광섬유라도, 단일압축 특성에 고차솔리톤 압축효과를 첨가함으로써 효율적인 압축특성을 얻을 수 있음을 보였으며, 모의 실험을 통해 최적으로 압축된 펄스를 얻기 위한 입력 솔리톤진폭을 입력 펄스폭의 함수로서 결정하였다.

참 고 문 헌

- [1] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Ch.6, Academic Press Inc., Rochester, New York 1989.
- [2] A. Hasegawa, *Optical Solitons in Fiber*, Springer-Verlag, New York, 1989.
- [3] M. J. Potasek, "Novel femtosecond solitons in optical fibers, photonics switching, and computing", *J. Appl. Phys.*, vol. 65, pp. 941-953, 1989.
- [4] M. Nakazawa, and K. Kurokawa, "Femtosecond soliton transmission in 18 km-long dispersion-shifted distributed Erbium-doped fiber amplifier", *Electron. Lett.*, vol. 27, pp. 1369-1370, 1991.
- [5] K. Suzuki, K. Iwatsuki, S. Nishi, M. Saruwatari, and T. Kitoh, "160 Gb/s sub-picosecond transform-limited pulse signal generation utilizing adiabatic soliton compression and optical time division multiplexing", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, no. 3, pp. 352-354, Mar. 1994.
- [6] M. J. Guy, S. V. Chernokov, J. R. Taylor, D. G. Moodie, and R. Kashyap, "200 fs soliton pulse generation at 10 GHz through nonlinear compression of transform-limited pulses from an electroabsorption modulator", *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 9, pp. 740-741, Apr. 1995.
- [7] K. A. Ahmed, K. C. Chan, and H. F. Liu, "Femtosecond pulse generation from semiconductor lasers using the soliton-effect compression technique", *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron.* vol. 1, no. 2, pp. 592-600, Jun. 1995.
- [8] M. Schell, D. Bimberg, V. A. Bogatyryov, E. M. Dianov, A. S. Kurkov, V. A. Seminov, and A. A. Sysoliatin, "540 fs light pulses at $1.5\mu\text{m}$ with variable repetition rate using a tuneable twin guide laser and soliton compression in a dispersion decreasing fiber", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, no. 10, pp. 1191-1193, Oct. 1994.
- [9] N. Nakazawa, E. Yoshida, H. Kubota, and Y. Kimura, "Generation of 170 fs, 10 GHz

- transform-limited pulse train at 1.55 μm using a dispersion-decreasing, erbium-doped active soliton compressor", *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 24, pp. 2038-2040, Nov. 1994.
- [10] J. P. Gordon, and L. F. Mollenauer, "Effects of fiber nonlinearities and amplifier spacing on ultra-long distance transmission", *J. Light. Technol.* vol. 9, no. 2, Feb. 1991.
- [11] A. C. Newell and J. V. Moloney, *Nonlinear Optics*, Ch. 6, Addison-Wesley Publishing Co. New York, 1992.
- [12] P. V. Mamyshev, "Generation and compression of femtosecond solitons in optical fiber", in *Optical Solitons-Theory and Experiment*, J. R. Taylor, Ed. Cambridge Univ. Press, 1992.
- [13] K. A. Ahmed, H. F. Liu, N. Onodera, P. Lee, R. S. Tucker, and Y. Ogawa, "Nearly transform-limited pulse(3.6 ps) generation from gain-switched 1.55 μm distributed feedback laser by using fiber compression technique," *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 1, pp. 54-56, Jan. 1993.
- [14] H. Takara, S. Kawanishi, and M. Saruwatari, "Multiple-frequency modulation of an actively modelocked laser used to control optical pulse width and repetition frequency," *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 14, pp. 1143-1144, Jul. 1994.
- [15] K. C. Chan and H. F. Liu, "Short pulse generation by higher order soliton-effect compression : effects of optical fiber characteristics" *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 31, no. 12, pp. 2226-2235, Dec. 1995.

저 자 소 개



崔 峯 壽(正會員)

1994년 2월 명지대학교 전자공학과 졸업(공학사). 1996년 8월 명지대학교 대학원 전자공학과 졸업(공학석사). 1996년 8월 ~ 현재 (주)대우통신 광통신연구소 근무. 연구관심분야는 광펄스 발생 및 압축, 광통신, 광증

폭기 등임.



徐 東 善(正會員)

1980년 2월 연세대학교 전자공학과 졸업(공학사). 1985년 8월 연세대학교 대학원 전자공학과 졸업(공학석사). 1989년 12월 (미)뉴멕시코대학교 대학원 전기과 졸업(공학박사). 1979년 12월 ~ 1986년 7월 국방과

학연구소 근무. 1994년 7월 ~ 1995년 7월 호주 멜버른대학 광자공학연구실 객원교수. 1990년 3월 ~ 현재 명지대학교 전자공학과 부교수. 연구관심분야 : 이득스위칭 및 모드잠김 반도체 레이저, 극 초단 광펄스 발생, 초고속 광정보 발생 및 전송, 광 계측, 전광통신망 인터페이스, 등임.