

## 분산감소광섬유에서의 고차 솔리톤 펄스 생성 및 압축을 통한 광시간분할다중시스템 광원의 제작에 대한 연구

이덕기 · 김나영 · 박남규

서울대학교 전기공학부 광통신시스템연구실

(2000년 1월 24일 받음, 2000년 4월 12일 수정본 받음)

본 논문에서는 분산감소광섬유를 이용하여 정현파를 고차 솔리톤으로 진행시켜서 원하는 펄스 압축율을 얻은 후, 수반되는 pedestal을 반응시간이 빠른 포화 흡수체(Fast Saturable Absorber, FSA)로 제거하는 현실적인 방법을 제시하였다. 또한 DDF-NALM-DDF 구조를 제안하여 280 이상의 압축율과 변환 제한에 가까운 솔리톤 펄스열을 생성할 수 있도록 하였다. 그 결과로서 광시간분할다중시스템과 광샘플링 등에 이용될 수 있는, 10 GHz의 반복율과 176 fs의 펄스폭을 가지는 고품질의 솔리톤 펄스열을 구현할 수 있는 시스템을 디자인하였다.

### I. 서 론

광시간분할다중시스템(Optical Time Division Multiplexing : OTDM) 광원으로서 사용 가능한 수십 GHz의 반복율을 갖는 고품질의 솔리톤 펄스열을 만들기 위해 그 동안 많은 방법들이 연구되어 왔는데, 대부분의 방법들이 여러 가지 문제점을 가지고 있다. 예를 들어 이득 스위칭 후 필터링된 DFB 레이저는 극심한 chirp와 타이밍 지터를 가지고 있다. 외부 공진기를 이용한 모드로킹된 반도체 레이저는 정렬하기가 어렵고, 출력파워가 낮으며, 적절한 기계적 안정성을 갖기 위해서는 복잡한 구조와 높은 가격이 요구된다. 조화 모드로킹된 광섬유 레이저는 링의 길이 변화를 막기 위한 보상회로가 필요하고, 또한 변조기의 bias drift에 영향을 많이 받는다.

이러한 문제점들을 상당부분 극복할 수 있는 방법인, 정현파를 분산감소광섬유(Dispersion Decreasing Fiber : DDF)에 넣어 통과시킴으로써 고품질의 솔리톤 펄스열을 생성하는 방법이 제안되었다.<sup>[1,2]</sup> 하지만 이 방법은 수백 GHz~수 THz의 매우 높은 반복율을 가지는 펄스열을 만들 수가 있지만, OTDM의 광원으로서 쓸 수 있는 수~십수 GHz 대의 비교적 낮은 반복율과 피코(pico)초 이하의 짧은 펄스폭을 가지는 펄스열을 만드는 것은 불가능하였다. 이는 반복율과는 관계없이, DDF로 들어가는 펄스폭이 크면 클수록 고품질의 1차 솔리톤을 만들기 위해 필요한 DDF의 길이가 기하급수적으로 늘어나는 현상에 기인하였다. 이를 극복하기 위하여 주어진 반복율에서 펄스폭이 상당히 크게 정해질 수밖에 없는 정현파 신호 대신, 전계흡수변조기(Electro-Absorption Modulator : EAM)로 생성된, 낮은 반복율과 어느 정도 짧은 펄스폭을 가지는 1차 솔리톤 펄스열을 DDF의 입력으로 사용하는 방식이 제안되었다.<sup>[4]</sup> 그러나 이 방식은 EAM으로 짧은 펄스를 만들어내야 하기 때문에 정현파를 이용하는 방식보다 복잡성, 분광 순도 면에서 떨어지는 단점이 있었다. 본 논문에서는 DDF를 이용하여 광솔리톤을 만드는 기존의 방법과 그 이론적 배경을 설명한 후,

정현파를 고차솔리톤으로 진행시킬 수 있는 새로운 시스템을 디자인하고 이를 여러 각도에서 분석함으로써, 피코초 이하의 펄스폭을 가지는 pedestal이 없는 솔리톤 펄스열을 만드는 새로운 방법을 제시하였다.

### II. 이론적 배경

솔리톤 펄스의 증폭은 그 동안 여러 곳에서 고려되어 왔는데, 하세가와는 손실이 있는 광섬유에서의 펄스 확산을 보상하기 위해서 솔리톤의 증폭을 제안하였다. 이 방법은 Goutier-Neto, Mollenauer등에 의하여 실험적으로 구현되었다. 한편으로는 Azimov, Blow등에 의해서 증폭을 통한 광섬유에서의 펄스 압축이 고려되었다. Tajima와 Kuehl은 펄스 압축을 위해 분산값이 천천히 변하는 광섬유(DDF)를 사용할 것을 제안하였고, 그 후 Dianov, Golovchenko, Blow 등에 의해 실험적으로 구현되었다. 이 방법의 경우 정현파 신호에 adiabatic amplification을 주거나 분산값이 천천히 감소하는 광섬유를 통과시키면, 높은 반복율을 갖는 거의 변환제한된(transform-limited) 솔리톤 펄스열을 생성할 수 있었다.<sup>[2]</sup>

근래에는 분산값이 연속적으로 변하는 DDF 대신에, 제작이 용이하고 비슷한 효과를 줄 수 있는 분산값이 빗모양인 광섬유(Comblike Dispersion Profiled Fiber : CDPF)를 이용하여 0.2 THz의 반복율, 0.5 ps 펄스폭을 가지는 솔리톤 펄스열이 이론적, 실험적으로 구현되었다.<sup>[7,8]</sup> 연속적으로 천천히 감소하는 분산 프로파일을 가지는 DDF 대신, 비슷한 분산 감소를 가지도록 분산전이광섬유(Dispersion-Shifted Fiber : DSF)와 일반통신용 광섬유(Standard Telecommunication Fiber : STF)의 길이를 변화시키면서 연결시켜 CDPF를 제작할 수 있다.

광신호의 비선형 전파는 자기위상변조(Self-Phase Modulation : SPM)와 군속도 분산(Group Velocity Dispersion : GVD)의 결합된 영향으로 결정되는데, 펄스가 진행하는 방향으로 분산값이 변하는 성질을 가지는 광섬유는 광섬유가 비선형매질이라

는 측면에서 매우 유용하게 응용될 수 있다. 분산을 변화시킴으로써 SPM과 GVD, 이 두 가지 결합에 영향을 주어 펄스의 전파를 일반적인 것과 다르게 할 수가 있는 것이다. 파라미터 값들이 펄스진행방향에 따라 변하는 단일모드광섬유(Single Mode Fiber : SMF)에서의 광신호 전파는 다음과 같은 식으로 나타내어진다.<sup>12)</sup>

$$i\left(\frac{\partial A}{\partial z} + k_1(z)\frac{\partial A}{\partial t}\right) - \frac{1}{2}k_2(z)\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\omega_0 n_2 G(z)}{c}|A|^2 A + i\Gamma(z)A = 0 \quad (1)$$

$$\Gamma(z) = \Gamma_0(z) + \frac{\partial F/\partial z}{2F} \quad (2)$$

$$G(z) = \frac{\iint |U|^4 dx dy}{\iint |U|^2 dx dy} \quad (3)$$

$$G(z) = \iint |U|^2 dx dy \quad (4)$$

$$E(t, x, y, z) = A(t, z)U(x, y, z) \exp\left\{i\int_0^z k_2(z')dz' - i\omega t\right\} \quad (5)$$

여기서  $A(t, z)$ 는 전장 진폭(electric field amplitude),  $U(x, y, z)$ 는 광섬유내 전장의 횡분포(transverse distribution).  $k$ 는 파수(wave number)이다. 또한  $n_2$ 는 비선형 계수,  $\Gamma_0$ 는 실제 광손실,  $\omega_0$ 는 반송파 주파수,  $k_i = \partial k / \partial \omega|_{\omega=\omega_0}$ 이고, 특히  $k_2 = \lambda_0^2 D / (2\pi c)$ 는 군속도 분산이다. 여러 파라미터들이 증폭(또는 손실) 계수로 들어가도록 식을 다시 정리하면 다음과 같이 증폭항  $\alpha(\xi)\Psi$ 를 포함한 잘 알려진 amplified nonlinear Schrödinger 방정식이 된다.

$$\Psi = \frac{A(z, t)}{A_0(z)} \quad (6)$$

$$\xi = \int_0^z \left[ \frac{1}{z_0(z')} \right] dz' \quad (7)$$

$$\tau = \frac{t - \int_0^z k_1(z')dz'}{t_0} \quad (8)$$

$$i\frac{\partial \Psi(\xi, \tau)}{\partial \xi} + \frac{\partial^2 \Psi(\xi, \tau)}{\partial \tau^2} + |\Psi(\xi, \tau)|^2 \Psi(\xi, \tau) - i\alpha(\xi)\Psi(\xi, \tau) = 0 \quad (9)$$

$$\alpha(\xi) = \alpha_0(\xi) + \alpha_{eff}(\xi) \quad (10)$$

$$\alpha_0 = -\Gamma_0 z_0 \quad (11)$$

$$\alpha_{eff} = -\frac{\partial F/\partial z}{2F} - \frac{\partial k_2/\partial z}{2k_2} + \frac{\partial G/\partial z}{2G} \quad (12)$$

여기서  $t_0$ 는 신호의 characteristic time(펄스에서는 펄스폭), characteristic length는  $z_0(z) = 0.322t_0^2 / |k_2(z)|$ (분산길이, dispersion length), 진폭은  $A_0(z) = \sqrt{c t_0^2 / (k_2(z) \omega_0 n_2 G(z))}$ 로 나타내어진다. 이때  $\alpha(z)$  중에서  $\alpha_0$ 는 실제 신호 에너지의 변화와 관련된 요소이고, 광섬유의 손실로 정의된다. 이에 반해  $\alpha_{eff}$ 는 유효증폭계수(effective amplification coefficient)이고, 신호의 에너지를 변화시키지 않으면서 마치 증폭을 주는 듯한 효과를 주

는 요소이다. 유효증폭계수는 분산값( $k_2(z)$ )의 변화, 모드 형태에 영향을 받는 함수  $G$ , 모드 단면적에 따라 달라지게 된다. 여기서 전체 유효증폭을 정의하면 다음과 같다.

$$W_{eff} = \exp\left(2\int_0^{\xi} \alpha(\xi')d\xi'\right) \quad (13)$$

$$W_{eff}(z) = \frac{k_2(0)}{k_2(z)} \frac{F(0)}{F(z)} \frac{G(z)}{G(0)} \exp\left(2\int_0^{\xi} \Gamma_0(z')dz'\right) \quad (14)$$

위의 식에서 볼 수 있듯이 유효증폭은  $k_2, G, F$ 의 초기값과 마지막 값의 비율에 따라서 결정이 된다. 한편으로 광섬유의 손실은 광섬유의 'working region'에서 거의 일정하도록 만들 수 있고, 모드 프로파일과 모드 영역은 바깥지름의 working region에서 크게 변하지 않는다.  $G$ 는 0.5에 가까우며 실질적으로 거의 변하지 않고,  $F$ 의 변화도 working region에서 15%를 넘지 않게 되므로 유효증폭의 주된 원인은 분산값의 변화에 있다고 하겠다.

응용에 있어서는 실제 광섬유에서 얻을 수 있는 최대의 전체 유효증폭값이 관심사가 된다. 그 값은 분산의 최소값과 관련이 있는데, 광섬유 제작의 정밀도에 의해서 제한된다. 바깥지름의 에러가 0.5  $\mu\text{m}$  정도이므로, 결과적으로 분산의 에러는 0.2 ps/km/nm 이하가 된다. 그러므로 얻을 수 있는 최대의 전체 유효증폭값은 60에서 80 사이가 된다. 이 값은 광섬유 제작 기술이 발전함에 따라 커질 수 있을 것이라고 생각된다.

입력 신호광으로는 다음과 같은 두 개의 주파수를 가진 신호를 전체 증폭계수  $\alpha$ 를 가지는 광섬유에 커플링하여 입사시킨다.

$$\Psi(0, \tau) = \frac{\alpha \left\{ \exp\left(\frac{i\pi\tau}{T}\right) - \exp\left(-\frac{i\pi\tau}{T}\right) \right\}}{2i} = a \sin\left(\frac{\pi\tau}{T}\right) \quad (15)$$

위 식은 신호의 주파수 차이가  $2/(Tt_0)$ Hz일 때이다. 시간 영역에서 이것은 입사된 두 신호의 주파수 차이만큼의 주파수를 가지는 정현파이다.

고품질의 솔리톤 펄스열을 얻기 위해서는 두 가지 조건이 있는데,<sup>12)</sup> 첫째 조건은 신호 진폭이, 펄스폭이  $T/2$ 인 솔리톤의 진폭보다 작아야 한다는 것이다.

$$0.322 \frac{\alpha^2 T^2}{4} < 1, \text{ or } a < \frac{3.52}{T} \quad (16)$$

둘째 조건은 adiabatic 증폭에 대한 조건이다. 즉  $(T/2)^2$  길이에서의 증폭이 크지 않아야 한다.

$$\alpha \frac{T^2}{4} < 1, \text{ or } \alpha < \frac{4}{T^2} \quad (17)$$

비선형, 분산, 증폭의 결합된 작용은 다음과 같다. 펄스가 광섬유를 전파하는 동안 새로운 주파수 성분들이 만들어지게 되고, 위의 두 가지 조건이 만족될 때 이 주파수 성분들은 입력 펄스가 시간영역에서 서로 잘 분리되고 압축된 펄스모양으로 변하도록 스스로 조정된다. 이 때 만들어진 솔리톤간의 상호작용이 현실적으로 없으려면 period-to-duration ratio  $T/\Delta t$

5-10보다 커야 한다. 만들어진 솔리톤에서 솔리톤이 아닌 부분이 전체 에너지에서 차지하는 비중이 매우 작기 때문에 다음과 같은 식으로 솔리톤의 펄스폭  $\Delta\tau$ 를 계산할 수 있다.

$$\Delta\tau(\xi) = 7.05 \frac{\exp(-2\alpha\xi)}{a^2 T} \quad (18)$$

$\alpha$ 가 변화할 때의 보다 일반적인 식은 다음과 같다.

$$\Delta\tau(\xi) = \frac{7.05}{W_{eff}(\xi) a^2 T} \quad (19)$$

그러므로 반복율, 광섬유의 길이, 유효증폭, 입력 신호의 크기를 조절함으로써 원하는 솔리톤의 펄스폭을 얻을 수 있다. 파장이 1.55  $\mu\text{m}$ 인 영역에서, 분산이 15 ps/nm/km에서 0까지 변할 때  $G(z)$ 는 거의 변하지 않고  $F(z)$ 의 변화율은 15% 미만이다. 따라서 effective amplification은 다음과 같이 근사될 수 있다.

$$W_{eff}(z) = \frac{k_2(0)}{k_2(z)} = \frac{1}{\beta(z)} \quad (20)$$

여기서 adiabatic 증폭과 일정한 유효 이득 계수  $\alpha_{eff}$ 를 얻기 위해서 분산 프로파일은 다음 두 식을 만족해야 한다.

$$\beta(z) = \frac{1}{1 + 2\alpha_{eff}z} \quad (21)$$

$$D(z) = \frac{D(0)}{1 + 2\alpha_{eff}z} \quad (22)$$

Mamyshev와 Chernikov는 입력신호의 크기와 유효증폭을 줄일 경우, 같은  $T/\Delta\tau$ 를 얻기 위해서는 분산감소광섬유의 길이가 늘어나야 하고, 그때에 두 가지 경우에서 출력 펄스열은 서로 다른 펄스 품질을 가짐을 보였다.<sup>[2]</sup> 입력된 신호의 주파수 차이에 따라서 솔리톤 펄스열의 반복율이 달라지게 되는데, 주파수 차이가 적으면 반복율이 작아지므로 T가 커지게 된다. 위의 고품질 펄스 생성 조건에서 T가 커지면 a와  $\alpha$ 가 작아져야 하므로, 필요한 광섬유의 길이는 수백 km까지 점점 늘어나게 된다. 따라서 순수한 이 방법만으로는, 수십에 이르는  $T/\Delta\tau$  값과 수 GHz 대의 낮은 반복율을 가지는 고품질 솔리톤 펄스열을 만들기 현실적으로 어려워진다. 본 논문에서는 이것을 일단 수~수십 km의 광섬유를 이용하여 pedestal을 가지는 펄스열을 만든 후에, 필터나 비선형 광루프 거울(Nonlinear Optical Loop Mirror : NOLM) 등을 이용해서 pedestal을 제거하는 방식을 이용하였다.<sup>[11]</sup> 그리고 두 단계의 분산감소광섬유 사이에 광섬유 루프 거울을 사용하는 새로운 구조를 제안하였다.

### III. 시뮬레이션 및 결과

분산감소광섬유 제작시 hyperbolic 분산 프로파일은 정규화된 비선형 슈뢰딩거 방정식에서 일정한 유효증폭 효과를 주므로 정규화된 방정식에서의 파라미터 분석이 쉬운 반면에, 선

형 분산프로파일보다 제작된 펄스의 질이 떨어지는 단점이 있다.<sup>[9,10]</sup> 그래서 본 논문에서는 보다 높은 압축율과 고품질의 펄스를 얻기 위해 선형 분산프로파일을 사용하였고, 간단하게 나타내어지는 정규화된 파라미터의 분석 대신 서로 독립이 아니라서 관계를 보기가 다소 복잡한 실제 파라미터를 분석하여, 원하는 펄스를 얻기 위한 가이드라인을 제시하였다. 또한 중간 단계 pedestal의 제거를 위한 비선형 증폭 루프 거울(Nonlinear Amplifying Loop Mirror : NALM)이 있는 2단계 분산감소광섬유의 구조를 이용하여 펨토(femto) 초에 이르는 고품질의 펄스를 얻을 수 있는 방법을 제안하였다. 그 결과로 176 fs의 펄스폭을 가지는 pedestal 없는 솔리톤 펄스를 얻을 수 있었다.

분산감소광섬유에서의 펄스 진행은 비선형 슈뢰딩거 방정식을 예측-교정(Predictor-Corrector) 방법을 이용하여 모델링하였고, 보다 정확한 모델링을 위해서 3차 분산, 자기 기울임(self-steepening), Stimulated Raman Scattering(SRS) 같은 고차 비선형 현상이 들어간 비선형 슈뢰딩거 방정식을 사용하였다.

그림 1은 제안된 아이디어의 시스템 모델과 각 단계에서의 펄스 모양을 보여주고 있다. 그림 1(a-b)는 평균파워가 21 dBm인 정현파가 1.76 ps의 펄스폭을 가진 압축된 펄스열로 변화된 모양이다. 첫 번째 단계의 분산감소광섬유는 총 13.6 km이고, 10 ps/km/nm에서 3.2 ps/km/nm로 선형적으로 감소하는 분산프로파일을 가지도록 디자인되었다. 이 첫 번째 단계의 분산감소광섬유 길이는 Mamyshev가 제안한, 정현파를 1차 솔리톤으로 만드는 방식에 비해 훨씬 짧은다는 장점이 있다.<sup>[12]</sup> 여기에서는 정현파를 1차 솔리톤 대신 고차 솔리톤으로 진행시키기 위해서, 기존의 방식에 사용된 adiabatic 펄스압축에 요구되는 것보다 높은 입력파워와 훨씬 짧은 길이의 분산감소광섬유를 사용하였다. 이 때 입력파워와 분산프로파일, 분산감소광섬유 길이의 조합이 적절히 맞지 않을 때는 펄스 압축이 일어나지 않거나 펄스 깨짐 현상이 일어나게 된다. 적당한 파라미터의 조합에 의해서만이 그림 1(b)와 같은, 하나의 중심 펄스와 넓은 pedestal을 가지는 목표 펄스 모양이 만들어지는 것이다.

펄스 압축과정이 adiabatic이 아니므로 입력파워와 분산 프로파일의 정해졌을 때, 분산감소광섬유 안에서 목표 펄스 모양이 나타나는 지점은 한 군데이고, 이 지점을 분산감소광섬

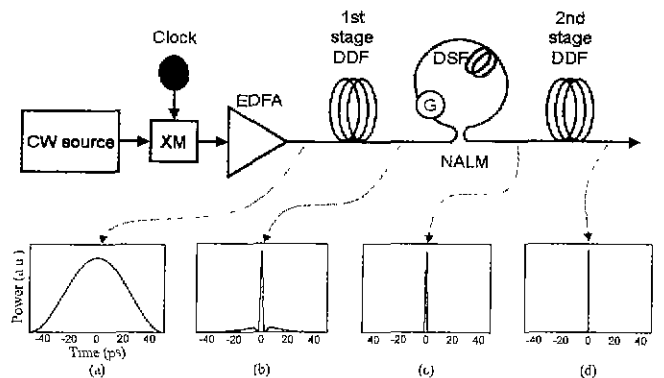


그림 1. NALM과 2단계 DDF를 이용한 솔리톤 생성과정.

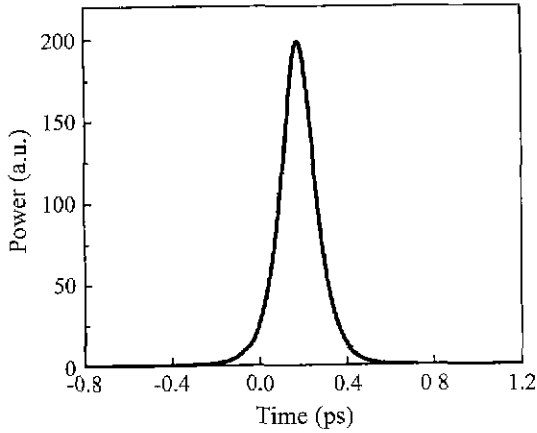


그림 2. 최종 펄스 모양.

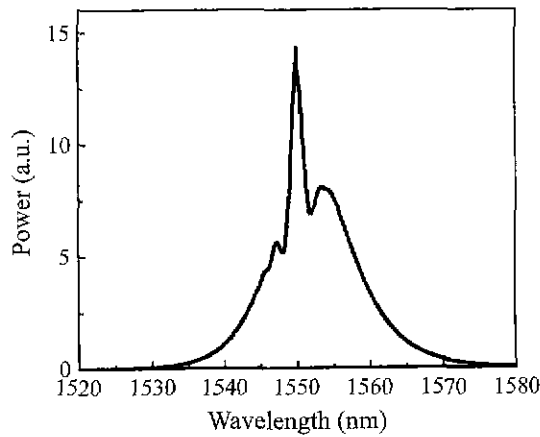


그림 3. 최종 펄스의 스펙트럼.

유의 최적 길이로 설계하였다. 이러한 시스템의 설계를 돕기 위한, 최적 지점에서의 유효증폭 요소와 다른 시스템 파라미터와의 함수관계는 그림 4~6에서 자세히 설명하도록 한다.

한편, 첫 번째 단의 분산감소광섬유에서, 입력신호가 고차 솔리톤이 아니고 그림 1(a)과 같은 정현파이지만, 높은 입력파워가 분산감소광섬유의 유효증폭의 영향을 받아, 고차 솔리톤의 자기 압축 효과와 *adiabatic* 압축 효과를 동시에 주어, 50 ps의 넓은 펄스폭을 가지는 입력펄스가 30에 가까운 큰 압축비를 얻을 수 있게 한다. 이러한 유사 *adiabatic* 펄스 압축효과 이후에는 뒤에 이어진 NALM에 의해 약간의 펄스 압축과, 피크 대비  $-10$  dB에서  $-30$  dB의 상당한 pedestal 감소를 얻게 된다. 그림 1(c)는 NALM 통과 후에 pedestal이  $-12.5$  dB에서  $-33.7$  dB로 감소한 펄스열을 보여준다. NALM에 사용된 광증폭기의 이득(5 dB)과 분산천이 광섬유(DSF)의 길이(195.5 m)는 NALM의 스위칭 파워가 첫 번째 분산감소광섬유에서 나오는 펄스의 최대 파워와 일치하도록 조절되었다. 이러한 과정 후에, 일반적인 *adiabatic* 1차 솔리톤 압축을 위해 설계된 두 번째 단의 분산감소광섬유에서 더 큰 펄스 압축과 pedestal 감소를 얻게 되어, NALM에서 나온 펄스는 그림 1(d)와 같이 pedestal이 거의 제거된 펨토초(femto second) 솔리톤으로 만들어지게 된다. 두 번째 단의 분산감소광섬유 길이는 350 m이

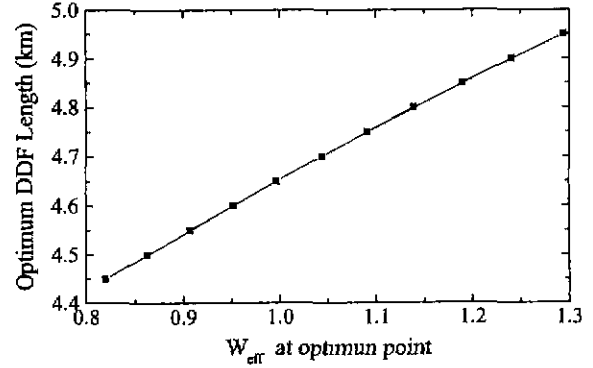


그림 4.  $W_{eff}$ 와 요구되는 DDF 길이와의 관계.

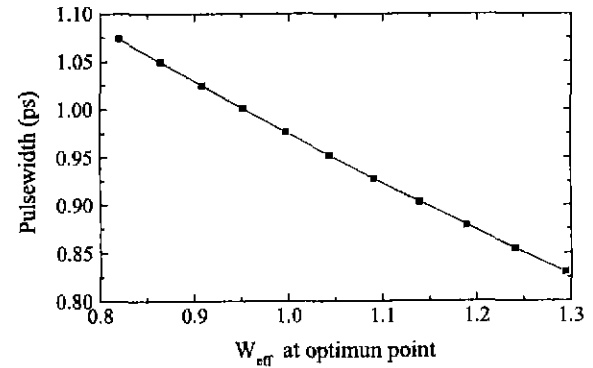


그림 5.  $W_{eff}$ 와 출력 펄스폭과의 관계.

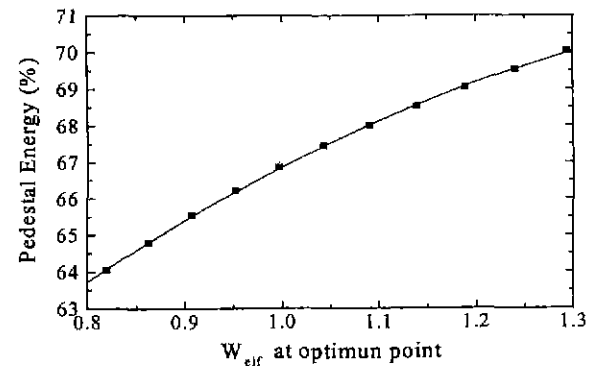


그림 6.  $W_{eff}$ 와 pedestal 에너지와의 관계.

고, 10 ps/km/nm에서 1.5 ps/km/nm로 선형적으로 감소하는 분산프로파일을 가지도록 하였다. 여기서 둘째 단의 분산감소광섬유로 들어가는 펄스의 폭은 1 ps 정도로 작으므로, 상당히 짧은 길이의 분산감소광섬유로도 일반적인 *adiabatic* 압축방식이 되도록 할 수 있다. 그림 2, 3은 모든 진행 과정을 거친 후에 나오는, 176 fs의 펄스폭을 가지는 최종 펄스를 보여주고 있다. SRS에 의해서 펄스 스펙트럼의 중심파장이 1550 nm에서 3 nm 정도 움직였으며, 3차 분산효과에 의해서 펄스의 중심 시간축이 옮겨졌음을 볼 수 있다. 계산된 시간-대역폭 곱은 변환한계값에 가까운 0.30이었고, 1.5 ps/km/nm의 일정한 분산값을 가지는 파워 손실없는 광섬유를 시험삼아 통과시켰을 때, 펄스 왜곡현상은 보이지 않았다.

표 1. 입력파위에 따른 출력결과의 변화

Input Power [dBm]	Optimum DDF Length [km]	Pulse width (Pre-NALM) [ps]	Pulse width (After-NALM) [ps]	Pedestal energy (Pre-NALM) [%]	Pedestal energy (After-NALM) [%]
21	13.6	1.76	1.32	46.8	0.43
24	7.6	1.40	1.07	56.7	0.99
27	4.8	0.90	0.68	68.0	1.73

첫 번째 단의 분산감소광섬유의 설계를 위한 가이드라인을 제공하기 위해서 그림 1(b)의 목표 펄스 모양을 얻기 위한 분산감소광섬유의 최적 길이를 다음 그림 4에 나타내었다. 그리고 그 때의 펄스폭과 pedestal에 포함되는 에너지 비율을 유효 증폭 요소  $W_{eff}$ 의 함수로 그림 5. 6에 나타내었다. 그래프에서 볼 수 있듯이 유효증폭 요소가 크면, 즉 분산값이 크게 감소하면 좀더 작은 펄스폭을 얻을 수 있지만, 목표 펄스모양을 얻기 위한 분산감소광섬유 길이가 길어지고 pedestal에 포함되는 에너지가 커지는 단점이 있다.

한편 표 1에는 유효증폭 요소가 일정할 때, 입력파위에 따라 달라지는 분산감소광섬유와 출력 펄스의 성질이 요약되어 있다. 표에서 보면, 전체적으로 pedestal에 포함되는 펄스 에너지가 NALM을 통과한 후에 상당히 낮아졌음을 볼 수 있었고, 입력파위가 증가할수록 목표 펄스 모양을 얻을 수 있는 분산감소광섬유의 길이와 출력되는 펄스폭이 감소하지만, pedestal의 에너지는 증가하므로 이들을 모두 고려해서 적당한 값의 입력파위를 설정해야 함을 알 수 있었다.

IV. 결 론

본 논문에서는 분산감소광섬유를 이용하여 광시간분할다중 시스템, 광 샘플링 등에 이용될 수 있는 10 GHz의 반복율, 176 fs의 펄스폭을 가지는 솔리톤 펄스열을 구현하는 시스템을 디자인하였다. 기존의 정현파를 입력으로 하여 분산감소광섬유로 1차 솔리톤을 만드는 방법은 이전의 솔리톤 펄스열을 만드는 방법에 비해 여러 가지 장점을 가지고 있지만, 10 GHz 정도의 반복율에는 적용될 수 없었다 이에 본 연구에서는 정현파를 고차 솔리톤으로 진행시켜서 원하는 압축율을 얻은 후, 수반되는 pedestal을 FSA로 제거하는 현실적인 방법을 제시하였다. 정현파를 고차 솔리톤으로 진행시킬 수 있는 분산감소광섬유를 설계하기 위하여 선형 분산프로파일에 대한 분석을 하였는데, 이는 정규화된 방정식의 파라미터가 서로 독립이 되지 않으므로, 실제 파라미터에 대한 분석을 통하여 가이드라인을 제시하였다. 이렇게 하여 설계된 분산감소광섬유를 이용해서 정현파를 고차 솔리톤으로 진행시킨 다음에 비선형 증폭 루프 거울(NALM)을 통해 pedestal을 상당 수준으로 낮추었다. 두 단계의 분산감소광섬유를 이용하여 램프 초의 펄스폭을 얻는 방법도 새롭게 제안하였는데, NALM 뒷단에 1차 솔리톤의

adiabatic 압축을 위한 짧은 분산감소광섬유를 추가함으로써 더욱 큰 압축율을 얻음과 동시에 남은 pedestal의 대부분을 제거할 수 있었다. 이상의 연구 과정을 거쳐 최종적으로 10 GHz의 반복율, 21 dBm의 파워를 가지는 정현파를 이용해 10 GHz, 176 fs의 pedestal이 없는 솔리톤 펄스열을 얻을 수 있었으며, 이는 OTDM, 광 샘플링 같이 고품질의 극초단 펄스를 요구하는 시스템에 응용될 수 있을 것이다.

참고문헌

- [1] E. M. Dianov, P. V. Mamyshev, A. M. Prokhorov and S. V. Chernikov, *Opt. Lett.* **14**, 1008 (1989).
- [2] Pavel V. Mamyshev, Stanislav V. Chernikov and E. M. Dianov, *IEEE J. Quant. Elec.* **27**, 2347 (1991).
- [3] Vladimir A. Bogatyrev, Mikhail M. Bubnov, E. M. Dianov, A. S. Kurkov, Pavel V. Mamyshev, A. M. Prokhorov, Sergey D. Rumyantsev, V. A. Semenov, Sergey L. Semenov, Alex 더 A. Sysolatin, Stanislav V. Chernikov, A. N. Gur'yanov, G. G. Devyatykh and S. I. Miroshnichenko, *IEEE J. Lightwave Tech.* **9**, 561 (1991).
- [4] Ken-ichi Suzuki, Katsumi Iwatsuki, Shigendo Nishi, Masatoshi Saruwatari and Tsutomu Kitoh, *IEEE Photonics Tech. Lett.* **6**, 352 (1994).
- [5] P. Brindel, J. P. Hamaide, S. Landais, C. Starck, J. G. Provost and D. Lesterlin, *Elec. Lett.* **31**, 817 (1995).
- [6] M. J. Guy, S. V. Chernikov, J. R. Taylor, D. G. Moodie and R. Kashyap, *Elec. Lett.* **31**, 671 (1995).
- [7] S. V. Chernikov and J. R. Taylor, *Opt. Lett.* **19**, 539 (1994).
- [8] Hiroyuki Toda, Yasushi Furukawa, Takashi Kinoshita, Yuji Kodama and Akira Hasegawa, *OECC '97, Technical Digest*, **9A3-2**, 104 (1997).
- [9] Amir Mostofi, Hamid Hatami-Hanza and Pak L. Chu, *IEEE J. Quant. Elec.* **33**, 620 (1997).
- [10] Mark D. Pelusi and Hai-Feng Liu, *IEEE J. Quant. Elec.* **33**, 1430 (1997).
- [11] Duckey Lee, Hosung Yoon and Namkyoo Park, *The Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-optics*, Seoul, September, Paper FA1, 1071 (1999).
- [12] Duckey Lee, Na Young Kim, Kyoungmin Kim and Namkyoo Park, *Optical Fiber Communication Conference*, Baltimore, March, Paper WN6 (2000).

**Higher-order soliton pulse generation and compression in dispersion decreasing fiber for optical time division multiplexing system source applications**

Duckey Lee, Na Young Kim and Namkyoo Park

*Optical Communication Systems Laboratory #015, School of EECS, Seoul National University, Seoul 151-742, Korea*

(Received January 24, 2000, Revised manuscript received April 12, 2000)

We propose a new scheme for generating a pedestal-free, femtosecond soliton pulse train by utilizing quasi-adiabatic high order soliton pulse evolution in dispersion decreasing fiber in conjunction with the intermediate pedestal suppression stage. Compression factor over 280 was achieved from 10GHz sinusoidal input, to 176 fs soliton pulse train.