

## 손실이 주기적으로 보상되는 광섬유에서의 솔리톤 전송에 대한 수치적 분석

正會員 李 明 雨\* 正會員 金 蘭 淑\*\* 正會員 徐 東 善\*

### Numerical Analysis of Optical Soliton Transmission in Fibers with Periodically Compensated Loss

Myong-Woo Lee\*, Ran-Sook Kim\*\*, Dong-Sun Seo\* *Regular Members*

#### 要 約

집중 광증폭기에 의해 손실이 주기적으로 보상되는 광섬유에서 광솔리톤 펄스 열의 안정된 전송을 위한 영역을 모의실험을 통하여 조사하였다. 광섬유 손실이 0.2dB/Km이고 증폭기 간의 거리 L이 25km인 경우, 허용 가능한 솔리톤의 초기 크기 A의 범위는 1.2~1.5이었고 이때 솔리톤의 전치반폭으로 정규화된 솔리톤 간의 거리  $\Delta$ 의 최소값은 대략 6으로 나타났다. 증폭기간의 거리 L이 50km인 경우, 정규화된 솔리톤 간의 거리  $\Delta$ 를 6으로 유지할 때, 허용 가능한 A의 범위는 1.5~1.7로 나타났다. 안정된 솔리톤 전송을 위한 집중 증폭기 각각의 최대 허용가능한 손실 보상의 변화량은  $L=25$  [km],  $A=1.3$ , 및  $\Delta=6$  일 때  $\pm 4\%$ 로 나타났으며,  $L=50$  [km],  $A=1.6$  및  $\Delta=6$  일 때는  $\pm 2\%$ 로 나타났다. 일반적으로 솔리톤 초기 진폭 A 및 증폭기 이득의 허용 가능한 범위는 증폭기간의 거리 L에 반비례 하는 것으로 나타났다.

#### ABSTRACT

We numerically investigate a stable propagation regime of soliton pulse trains in fibers with periodically compensated loss by lumped optical amplifiers. When amplification period L is 25 [km] and fiber loss is 0.2 [dB/km], the allowable range of the amplitude A of initial soliton pulses is 1.2~1.5 and the minimum soliton separation  $\Delta$  normalized by the soliton width becomes about 6. In case of L = 50 [km], the allowable range of A is 1.5~1.7 under  $\Delta=6$ . The maximum allowable variation of the loss compensation in each lumped amplifier becomes  $\pm 4\%$  of the fiber loss when L = 25 [km], A = 1.3, and  $\Delta=6$ , while the variation becomes  $\pm 2\%$  of the fiber loss when L = 50 [km], A = 1.6, and  $\Delta=6$ . Generally, the allowable ranges of the soliton amplitude A and amplifier gain are inversely proportional to the amplification period L.

\*明知大學校 電子工學科  
Dept. of Electronic Engineering, Myong Ji University

\*\*韓國通信研究開發院  
Korea Telecom Research Center

論文番號 : 93203

接受日字 : 1993年 10月 27日

## I. 서 론

광섬유에서 솔리톤은 광섬유의 군속도분산(group velocity dispersion) 특성과 굴절률 비선형성에 의한 자기위상변조(self-phase modulation) 특성이 서로 상쇄되도록 광펄스의 모양을 조절함으로써 형성시킬 수 있다[1]. 이렇게 형성된 광 솔리톤에 정보를 실을 경우, 초고속의 광정보를 왜곡없이 초장거리까지 전송시킬 수 있게되어 광섬유의 분산 특성에 제약받게되는 종래의 코히어런트 방식에 비해 그 성능(정보전송거리×정보전송속도)을 200여배 증진시킬 수 있는 잠재력이 있음이 입증된 바 있다[2-5]. 이러한 광솔리톤에 의한 광정보 전송 방식은 초고속 및 초장거리 정보 전송의 장점 이외에도, 수신기에 도달하는 광신호의 세기가 충분히 크므로 수신기에서 직접 검출(Direct Intensity Detection) 방식을 적용할 수 있으므로, 국부 발진기 및 편각 조정기 등이 필요한 코히어런트 방식에 비해 수신기가 훨씬 간단하게 구성된다는 큰 장점이 있다. 더욱이 광증폭 기술의 발달로 광섬유의 손실에 의한 솔리톤 전송의 제한요소가 극복됨에 따라 미국, 일본 등 선진국에서 솔리톤 전송에 관한 활발한 연구를 진행하고 있다[3-5].

지금까지 대부분의 광솔리톤 전송에 대한 이론적인 연구는 손실이 없는 광섬유[6] 또는 Raman 효과에 의한 광선로 전체에서 증폭효과가 일어나서 교란(perturbation) 효과가 적은 경우[7]를 가정해왔다. 그러나 광섬유 증폭기(EDFA)의 제작 기술이 발달됨에 따라 광섬유증폭기를 이용하는 것이 광섬유의 손실을 보상하는 가장 현실적인 방법으로 인식되기에 이르렀고, 이에 광섬유 증폭기와 같은 집중증폭기를 이용한다해도 초기 솔리톤의 크기  $A$ 를 조정함으로써(즉, 증폭기간의 전송구간에서 증폭직후에는  $A$ 가 1보다 커서 펄스의 압축이 일어나고 손실에 의해  $A$ 가 1보다 작아지면 펄스의 퍼짐이 일어나서 원래의 상태를 유지토록 조정 함으로서) 장거리 전송이 가능하다는 분석결과들[5,8]이 발표된 바 있다. Nakazawa 등[5]은 솔리톤의 크기  $A$ 를 고정하고 앞서 언급한 펄스의 압축과 퍼짐에 의해 펄스의 폭이 초기 값과 같아지는 지점에서 집중증폭기를 사용하면 된다는 결론을 얻었으며, Mollenauer 등[8]은 역으로 주어진 광증폭기간의 거리  $L$ 에 대해 증폭기 사이에 있는 전체 광 전송선로 상에서 광펄스의 평균 전력이 기본 솔리톤을 만족하도록  $A$ 값을 조정하면 된다는 결론을 얻었다. Nakazawa 등의 결론은 조정하기 쉬운  $A$ 보

다는 실제적인 시스템에서 조정하기 매우 어려운  $L$ 이 시스템 조건에 따라 변화되어야 한다는 점과 모의 실험(simulation)이 필요하다는 단점이 있고, Mollenauer 등의 결론은 고정된  $L$ 에 대해 수식적으로 쉽게 가변 가능한  $A$ 를 간단한 수식에 의해 얻는다는 장점은 있으나  $L$ 이 솔리톤 주기  $z_0$ 보다 훨씬 작아야 된다는 조건을 만족하는 경우에만 유효하다는 단점이 있다. Mollenauer 등의 결론은 의미있는 것이긴 하나, 전송속도가 증가함에 따라  $L \ll z_0$  조건을 만족하도록  $L$ 값을 설정하는 것은 경제적으로 비현실적이다. 결국 주어진  $L$ 값에 따라 한 증폭기 구간이 아닌 최종 전송거리까지 모의 실험을 통해 Mollenauer 등의 결론에 의해 주어지는  $A$ 값을 중심으로 하며 시행착오(try and error)적인 방법에 의해 최적  $A$ 값을 결정하는 것이 필요하다. 한편 실제적인 시스템의 경우, 입력 광펄스의 전력을 결정된 최적  $A$ 값과 정확히 일치시키는 것도 어렵고, 광섬유의 손실만을 정확히 보상하도록 광증폭기의 이득을 조정하는 것도 대단히 어려운 문제이다. 이에 본 연구에서는 광솔리톤을 이용한 광통신 시스템에 직접 이용이 가능한 안정된 솔리톤 전송을 위한 조건(또는 범위)들을 모의 실험을 통하여 구하고자 한다. 즉, 주어진 단일모드 광섬유의 조건 및 광증폭기 간의 거리에 따른 안정된 솔리톤 전송이 가능한, 입력펄스의 세기 범위, 광솔리톤 펄스 간의 최소 간격, 광증폭기의 증폭율(또는 광증폭기 사이의 각 선로의 손실변화) 등의 허용가능한 범위들을 결정하고자 한다.

이러한 이론적인 연구를 위하여 II 장에서는 광섬유에서 광파가 만족해야 하는 포락선 방정식을 세우고 이를 풀기위한 Split-Step FT(Fourier Transform) 방법을 설명하고, III 장에서는 모의 실험 결과를 논의하고, 끝으로 IV 장에서 결론을 맺는다.

## II. 이 론

비선형 및 분산 특성을 갖는 광섬유 내에서 광파의 전파에 따른 영향을 분석하기 위하여 광파의 포락선이 만족해야 하는 방정식을 유도하자. 광파의 전체  $E(z, t)$ 는 천천히 변하는 진폭  $E(z, t)$ 와 반송파에 해당하는 성분으로서 아래와 같이 나타낼 수 있다.

$$E_j = \text{Re}\{E(z, t) \exp[i(\mathbf{k}_0 z - \omega_0 t)]\} \quad (1)$$

여기서  $\mathbf{k}_0$ 는 반송파 주파수  $\omega_0$ 에서의 파수( $\frac{n\omega_0}{c}$ )이

고, 반송파의  $\omega_0$ 는 각주파수,  $c$ 는 진공중에서의 광속 그리고  $n$ 은 매질의 굴절율이다. 분산특성이 있는 물질에서 굴절율  $n$ 은 광파의 주파수의 함수로 나타나게 되며, 이에 따라 파수도 주파수의 함수로 나타나게 된다. 즉, 파수  $k(= \frac{n\omega}{c})$ 를 반송파 주파수  $\omega_0$ 를 중심으로 Taylor 급수로 전개하면 다음과 같이 나타난다.

$$k - k_0 = \left. \frac{\partial k}{\partial \omega} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + \dots + \frac{1}{m!} \left. \frac{\partial^m k}{\partial \omega^m} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^m + \dots \quad (2)$$

한편, 물질의 비선형 특성에 의해 광강도(intensity)에 의존하는 굴절율  $n$ 은 아래와 같이 나타난다.

$$n = n_0(\omega) + n_2 |E|^2 \quad (3)$$

여기서  $n_2$ 는 비선형 계수를 나타낸다.

이제 분산 특성과 비선형 특성이 함께 존재하는 물질에서의 파수  $k$ 는 두 효과를 합하여 다음과 같이 나타낼 수 있다[1]. (단  $k_a$ 는 진공중의 파수임)

$$k - k_0 = \left. \frac{\partial k}{\partial \omega} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + \dots + \frac{1}{m!} \left. \frac{\partial^m k}{\partial \omega^m} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^m + \dots + k_a n_2 |E|^2 \quad (4)$$

각주파수의 변이와 파수의 변화량을 각각  $\Delta\omega(\omega - \omega_0)$ 와  $\Delta k(= k - k_0)$ 로 놓고, 식 (1)의 천천히 변하는 진폭  $E$ 에 대한 시간 및 거리에 대한 미분을 생각하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -i\Delta\omega E, \quad \frac{\partial E}{\partial z} = i\Delta k E \quad (5)$$

이 수식으로 부터 얻은 각주파수 변화  $\Delta\omega$ 와 파수의 변화  $\Delta k$ 를 식 (4)에 대입하면 아래의 (6) 식을 얻는다.

$$-i \frac{\partial}{\partial z} = i k_0' \frac{\partial}{\partial t} - \frac{k_0''}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \dots + k_a n_2 |E|^2 \quad (6)$$

여기서  $k_0'$ 는 파수에 대한 1차미분  $\left( \frac{dk}{d\omega} \right)_{k=k_0}$ ,  $k_0''$ 는 파수의 주파수에 대한 이차미분  $\left( \frac{d^2k}{d\omega^2} \right)_{k=k_0}$ ,  $n_2$ 는 광섬유는 비선형 계수,  $z$ 는 전파거리,  $t$ 는 시간을 나타낸다.

고차항을 무시하고 (6) 식을 진폭  $E$ 에 대해 적용(operation)하면 아래의 (7) 식을 얻는다.

$$i \left( \frac{\partial}{\partial z} + k_0' \frac{\partial}{\partial t} \right) E - \frac{k_0''}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{2\pi n_2}{\lambda_0} |E|^2 E = 0 \quad (7)$$

여기서  $\lambda_0$ 는 진공중의 파장(즉  $k_a = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ )이다.

묵시적으로 암시해왔듯이 (7) 식의 첫항은 군속도로 전파하는 전계를 나타내고, 둘째항은 군속도 분산을 나타내며, 셋째항은 비선형 특성을 나타낸다. 만일  $k_0'' = n_2 = 0$ 이면 식 (7)의 해는 임의의  $\left( z - \frac{t}{k_0'} \right)$ 의 함수인  $E \left( z - \frac{t}{k_0'} \right)$ 이 되는데, 이는 앞서 언급한 바와같이 군속도  $v_g = \frac{1}{k_0'}$ 로 전파하는 파의 진폭을 나타낸다. 그러므로 식 (7)을 보다 간략화 하기위해 군속도  $v_g = \frac{1}{k_0'}$ 로 이동하는 새로운 좌표 ( $z, p = t - k_0' z$ )를 설정하자. 그리하면 식 (7)은 아래의 식으로 나타난다.

$$i \frac{\partial E}{\partial z} - \frac{k_0''}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial p^2} + \frac{2\pi n_2}{\lambda_0} |E|^2 E = 0 \quad (8)$$

이제 광섬유의 단위 길이당 진폭 손실율( $\gamma$ )을 고려하여 손실 항을 첨가하면 다음의 식 (9)를 얻는다.

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \gamma E = -i \frac{k_0''}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial p^2} + i \frac{2\pi n_2}{\lambda_0} |E|^2 E \quad (9)$$

(9) 식을 간결한 형태로 정규화 시키면 다음과 같다[9, 10].

$$\frac{\partial q}{\partial Z} + \Gamma q = \frac{i}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial T^2} + i |q|^2 q \quad (10)$$

여기서

$$Z = \frac{z |k_0''|}{\tau^2}$$

$$T = \rho/\tau = (t - k_0' z)/\tau$$

$$q = \tau(2\pi n_2/|k_0'| \lambda_0')^{1/2} E$$

$$\Gamma = \frac{\tau''}{|k_0'|} \gamma$$

$$k_0' = D \frac{\lambda_0''}{2\pi c}$$

이고,  $\tau$ 는 Sech 함수로 정규화한 펄스폭(아래 식(11)에 주어지는 솔리톤 펄스 전력의 진폭폭  $t_{FWHM}$ 와는

$\tau = \eta \frac{t_{FWHM}}{1.76}$ 의 관계가 있다),  $\lambda_0'$ 는 파장,  $D$ 는 분산 계수,  $c$ 는 진공중에서 광속을 나타내며,  $k_0' < 0$ (즉,  $D < 0$ )이라고 가정하였다.

간단한 경우로서 손실이 없을 때( $\Gamma=0$ ), 식 (10)의 솔리톤 해는 다음과 같다.

$$q = A \eta \text{Sech} \eta (T - \dot{T}) e^{iZ\eta'^2} \quad (11)$$

여기서  $A$ 은 솔리톤의 진폭을 나타내는 차수인데,  $A=1$ 을 기본 솔리톤(Fundamental soliton)이라고 부른다.  $\eta$ 는 펄스폭 및 진폭에 관계하는 함수,  $T$ 는 위치의 변이를 나타낸다. 한편,  $Z\eta'^2 = \frac{\pi}{2}$ 를 만족하는  $Z_0$ 값(또는 실제적인 거리  $z_0$ 값)을 솔리톤의 주기[1]라고 한다.

식 (10)을 컴퓨터를 이용하여 수치적으로 풀음으로서, 입력펄스 형태, 초기의 솔리톤 크기, 광펄스간의 간격, 증폭기간의 거리 및 손실 등의 효과를 분석할 수 있다. 식 (10)과 같은 비선형 Schrödinger 방정식의 수치적인 해는 보통 Split Step FT(Fourier Transformation) 방법을 이용하여 구한다[1,6].

식 (10)을  $q(T, 0)$ 에서 손실이 없는 미소구간  $\Delta Z$ 만큼 직분하면 아래 식과 같이 된다.

$$q(T, \Delta Z) = \exp\left\{i\left[\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} \Delta Z + \int_0^{\Delta Z} |q|^2 dZ\right]\right\} q(T, 0) \quad (12)$$

식(12)의 [ ] 안의 두 연산자는 교환법칙이 성립하지 않기 때문에, 지수함수 연산을 순차적으로 분리하여,  $\Delta Z$ 만큼 전파한 후의 진폭값  $q(T, \Delta Z)$ 를  $q(T, 0)$ 에 대한 순차적인(sequential) 방법에 의해 다음과 같이 구할 수 있다[9].

$$q(T, \Delta Z) = \text{IFT} \left\{ e^{-iK^2 \Delta Z/A} \text{FT} \left[ e^{i[q(T, 0)]^2 \Delta Z} \text{IFT} \left\{ e^{-iK^2 \Delta Z/B} \text{FT} \{ q(T, 0) \} \right\} \right] \right\} \quad (13)$$

여기서  $K^2$ 은  $\frac{\partial^2}{\partial T^2}$  연산자가 Fourier 변환된 공간(space)에서 곱셈연산자로 나타난 것이며, FT는 Fourier 변환을, IFT는 Fourier 역변환을 나타낸다. 식 (13)과 같은 연산을 손실효과를 고려한 후 원하는 최종 전파거리 까지 반복하여 수행하면, 원하는 거리만큼 전파된 후의  $q$  값(즉, 펄스의 형태)을 구할 수 있다.

미소거리  $\Delta Z$ 의 전파에 따른 손실을 포함한 이 과정을 그림 1에 이해하기 쉽게 도식적으로 나타내었다. 즉,  $\Delta Z$ 를 이등분하여 절반은 선형으로 계산하고 그 중간 점에서 손실을 고려한후 다시 선형을 계산하고  $\Delta Z$ 에서 비선형을 고려하여 그 전파 거리를 만족할 때 까지 반복한다.

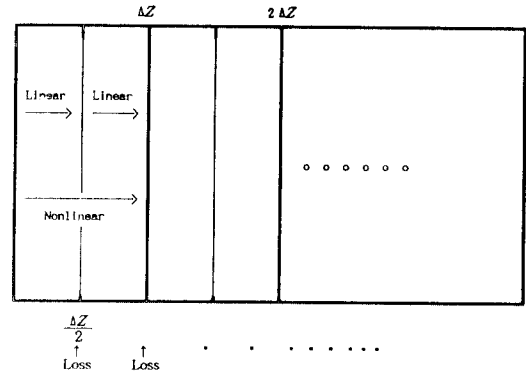


그림 1. Split Step FT에 의한 펄스 전송 분석 모델  
Fig. 1. Pulse propagation model for numerical simulations by the Split Step FT

### III. 모의실험 결과 및 고찰

앞서 언급한 바와 같이, Split-Step FT 방법을 이용해서 식 (10)을 풀음으로써 광섬유 내에서 전파에 따른 솔리톤 펄스의 형태 변화특성을 조사할 수 있는데, 입력펄스의 모양은 (11)식의 Sech 함수 형태로 선택하였고, 광증폭기는 잡음이 없는 것으로 가정하였다. 일반적으로 광섬유의 손실이 존재하는 시스템에서 광증폭기 잡음의 효과는 광섬유의 손실 및 집중

증폭기의 증폭에 의한 교란 효과와 솔리톤 펄스간의 상호작용에 의한 효과에 비해 무시할 수 있을 정도로 작으며(모의실험 결과 참조), 계산에서 불규칙한 절단(truncation) 효과는 광증폭기의 잡음 효과와 유사하게 나타나기 때문에 모의실험에서 광증폭기의 잡음 효과가 다소 고려된 것으로 나타나게 된다. 기타 모의실험에서 사용한 파라미터들의 값은 표 1에 수록하였다.

표 1. 모의실험에 사용된 시스템 파라미터 값  
Table 1. Numerical values of the system parameters.

Wavelength	1.5 [ $\mu\text{m}$ ]
Dispersion(D)	-2.0 [ps/us/km]
Loss	Lossless, 0.2 [dB/km]
Parameter $\eta$	1.
Normalized pulse width ( $\tau$ )	10 [psec]
Propagation distance	3000 [km]
Amplification period (L)	25 [km] ~ 75 [km]
Initial soliton amplitude (N)	1.0 ~ 2.0
Separation between adjacent solitons ( $\Delta$ )	6 times of the pulse width
Variation of the loss compensation	0 ~ 10%

모의실험에서 전파거리를 3000 [km]로 한정 한 것은 광섬유 증폭기의 잡음 효과를 무시한 상황에서 지나치게 먼 거리 까지의 모의 실험은 그 의미가 작다는 것과 계산상의 시간을 고려하여 설정하였다. 일반적으로 3000 [km]까지 펄스 사이에서 나타나는 약간의 잡음을 제외한 펄스의 모양 및 위치의 변화가 쉽게 눈에 띄지않을 정도의 안정된 모양을 유지하면 이 상태에서 수 1000 [km] 더 전파해도 펄스의 형태는 크게 파괴되지 않아서 디지털 정보를 손실하지 않는 것으로 확인되었다. 파라미터 값이 표 1과 같이 주어졌을 때, sech 형태의 전치반폭(FWHM)이 17.6 [ps] ( $\tau = 10$  [ps])인 펄스의 솔리톤 주기  $z_0$ 는 65.8 [km]가 되어, 증폭기간의 간격 L이 수 10 [km] 이상인 경우는 참고문헌[8]의 가정인  $L \ll z_0$ 인 조건을 만족하지 않는 경우에 해당한다.

실제적인 경우와 유사한 모의실험을 위해, 솔리톤 펄스 양쪽에 다른 펄스가 존재하여 간섭하는 경우에 해당하는 3개의 연속된 솔리톤 펄스 열의 전송에 대해 분석하였다. 일반적으로 2개의 솔리톤 열에 대해 분석하고 있으나, 이는 솔리톤 펄스의 한쪽에만 다른 펄스가 존재하는 경우가 되어 여러개의 연속된

펄스 열을 전송하는 경우와 다르게 나타날 수 있으며 [6], 솔리톤 펄스열의 수가 너무 많으면 데이터의 수가 증가하여 계산시간이 너무 길어지게된다. 광섬유의 손실이 없는 이상적인 경우 전치반폭이 17.6 [ps] ( $\tau = 10$  [ps])인 3개의 솔리톤 펄스열은 정규화된 펄스 간의 간격  $\Delta$ 가 5이상일 때, 그림 3에 보인 바와 같이 부왜곡 전파 특성을 보였다. 그림 2(및 이하의 모든 솔리톤 펄스 전송을 나타내는 그림)의 횡축은 광펄스의 위치를 중심으로한 시간을 나타내며 종축은 전파거리를 나타낸다. 주어진 전파거리에서 각 펄스 열의 종축값은 솔리톤 펄스의 상대적인 진폭을 나타낸다. 솔리톤 펄스간의 간격이 좁아지면(이러한 모양은 3종류의 솔리톤 펄스열을 시간분할 다중화할 때 나타날 수 있음) 솔리톤 펄스의 꼬리(tail) 부분들이 서로 겹치게 되는데 이때 상호 간섭된 광강도에 따라 국소적으로 물질의 굴절율이 변하게 되어 펄스간의 간격 및 펄스 모양이 변하는 솔리톤간의 상호작용 현상이 일어나게 된다[11]. 이에 따라 초기 솔리톤 간의 펄스간격이 가까울수록 이 상호작용력(interactive force)이 강하게 나타나는데,  $\Delta = 3$ 인 경우에는 상호작용에 의해 펄스간의 간격이 좁아졌다가 넓어지고 다시 좁아지는 현상을 반복하면서 전파하고,  $\Delta = 1$ 인 경우에는 솔리톤간의 겹친 부분이 매우 많아져서 가운데 위치한 펄스는 펄스폭이 감소되고 진폭이 증가된(즉  $\eta$ 값이 커진) 솔리톤을 형성하고 양쪽 펄스는 군속도가 다른 솔리톤을 형성하여 솔리톤간의 간격이 급격히 벌어지는 것으로 나타났다.

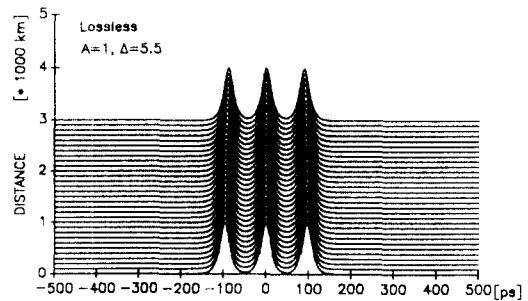


그림 2. 손실이 없는 광섬유에서 정규화된 펄스간격이 5.5인 때 솔리톤 펄스의 안정된 전송  
Fig. 2. Stable soliton pulse propagation in lossless fibers when  $\Delta = 5.5$

이제 전력 손실  $\gamma_p$ 가 0.2 [dB/km]의 값을 갖는 단일모드 광섬유에서 3개의 솔리톤 펄스열을 전송하는 경우를 살펴보자. 광증폭기는 그림 3에 보인 바와 같이 광섬유의 손실을 주기적으로 정확히 보상한다고 가정하자. 즉, 입력 펄스는 광섬유의 손실에 의해 지수함수적으로 감소하고 증폭기는 손실이 생긴 만큼을 증폭하여 원래의 상태로 되돌려 놓는다고 가정한다.

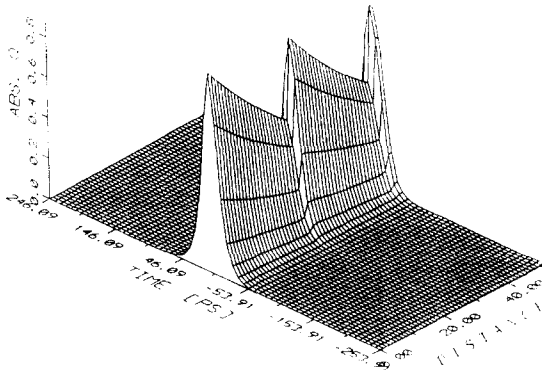


그림 3. 집중증폭기에 의한 광섬유의 손실보상  
Fig. 3. Fiber loss compensation by lumped amplifiers

안정된 전송을 위해서는 서론에서 언급한 바와 같이 증폭기를 기친 직후에는  $A > 1$  이 되도록 함으로써 펄스의 압축이 일어나고 손실에 의해  $A < 1$  이 되면 펄스의 퍼짐이 일어나서 원래의 상태로 되돌아 오도록 주어진  $L$ 에 대한 최적  $A$ 값 또는 주어진  $A$ 값에 대한 최적  $L$ 값을 결정하면 된다. 그러나 주어진 솔리톤 전송 시스템에서 증폭기간의 거리  $L$ 을 바꾸는 것은 거의 불가능하므로 고정된  $L$ 에 대해 최적  $A$ 값을 결정하는 것이 타당하다. 이에 따라 본 연구에서는 Mollenauer 등[8]이 언급한 “증폭기 구간에서 평균 전력이 기본 솔리톤의 전력과 같아야 한다”는 조건에서 초기값  $A_{ave}$ 를 구하고, 이 값을 기준으로 하여 허용 가능한  $A$ 값의 범위를 설정하고자 했다. 손실과  $L$ 의 함수로써  $A_{ave}$ 는 다음과 같이 주어진다.

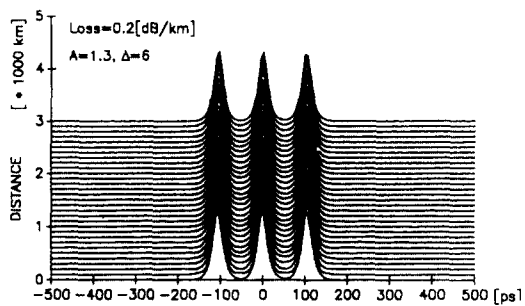
$$A_{ave} = \left[ \frac{L_l}{1 - e^{-L_l}} \right]^{1/2} \quad (14)$$

단,  $L_l = \frac{\ln 10}{10} \gamma_p L$

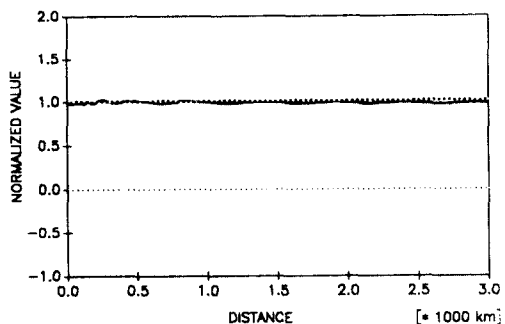
여기서  $\ln(x)$ 는  $x$ 의 자연 로그(log) 값을 나타낸다. 식(14)로부터,  $\gamma_p = 0.2$  [dB/km]인 경우  $L = 25$  [km]이면  $A_{ave} = 1.30$ ,  $L = 50$  [km]이면  $A_{ave} = 1.60$ ,  $L = 75$  [km]이면  $A_{ave} = 1.88$ 임을 알 수 있다. 이 값들은 광증폭기간의 거리  $L$ 이 솔리톤 주기  $z_0$ 보다 훨씬 작다는 가정에서 유도된 것이나,  $L$ 값이  $z_0$ (본 논문의 경우는 65.8 km임)에 접근해도 최적  $A$ 값( $A_{opt}$ )이  $A_{ave}$ 에서 크게 벗어나지 않으리라는 가정 아래에서 이들  $A_{ave}$ 값을 중심으로  $A$ 값을 변화시키면서 모의실험을 수행하였다.

먼저 증폭기 간의 간격이 25 [km]일 때, 모의실험 결과 초기진폭  $A$  값은 예상한바와 같이  $A_{ave}$  근처인 1.2에서 1.5 사이의 값을 가질 때, 솔리톤 펄스 열은 모의실험 범위인 3000 [km] 까지 펄스의 모양 및 위치에서 눈에 띄는 왜곡없이 안정된 전파특성을 보임을 확인할 수 있었으며,  $A_{opt}$ 는  $A_{ave}$ 와 거의 일치하는 것으로 나타났다. 안정과 불안정에 대한 기준이 다소 주관적인 것이기 때문에, 본 연구에서는 다음과 같은 세가지 조건을 모두 만족한 때 안정된 전송이라고 정의하였다. a) 위치는 정 위치에서 초기 펄스 폭의  $\pm 40\%$  이내에 존재하고, b) 폭은 초기 값의  $\pm 40\%$  이내에서 변화하며, c) 첨두치는 초기 값의  $\pm 40\%$  이내에서 변화해야 한다. 한편, 정규화된 펄스간의 간격  $\Delta$ 는 6배 이상을 유지하여야만 안정된 전파를 보였다. 참고문헌 [8]에서는  $\Delta$ 가 5배 이상이면 안정한 것으로 분석되었으나, 이보다  $\Delta$ 값이 약간 크게 나타난 것은 본 논문의 경우 실제 상황과 유사하도록 3개의 연속된 펄스를 가정했고  $L \ll z_0$ 를 만족하지 않음으로써 참고문헌 [8]보다 펄스간의 상호작용이 크게 나타났기 때문으로 생각된다. 즉, 펄스에 대한 교란이 커짐으로써 펄스모양이 변하고, 이에 따라 솔리톤의 해를 만족하지 않는 성분들이 펄스의 양옆으로 퍼짐으로써 옆 펄스에 영향을 주게되고, 이는 다시 펄스의 폭과 위치에 영향을 주기 때문으로 생각된다. 그러므로 이들 효과를 줄이기 위해 더 넓은 펄스간의 간격( $\Delta = 6$ )이 필요하게 된 것이다. 한편, 진폭이 1.6 이상일 때에는 펄스의 위치가 불안정하게 되었고, 1.1 이하일 때에는 원래의 솔리톤 펄스의 모양을 상실하였다. 안정된 전파조건을 만족하는  $A = 1.3$ 이고  $\Delta = 6$ 일 때 솔리톤 펄스열의 전송에 따른 영향을 그림 4에 보였다. 그림에서 4(a)는 전송에 따른 펄스 모양변화를 전반적으로 보기위한 것이며, 4(b)는 이를 정량적으로 보기위한 것이다. 그림 4(b)에서 세로축은 정규화된 값을 나타내는데, 펄스폭과 첨두 진폭은 각각의

초기값으로 정규화되었으며 펄스의 위치에 대한 오차는 펄스의 폭으로 정규화된 것이다. 그림 4(b)에서 우리는 3개의 펄스 모두가 폭, 위치, 첨두진폭의 변화가 없음을 알 수 있다.



(a)



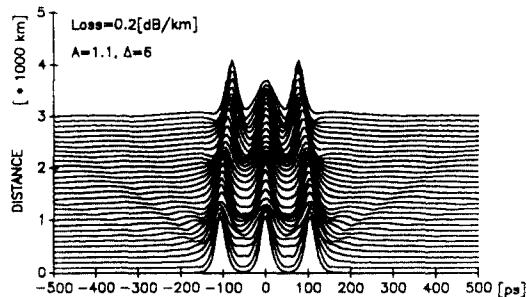
(b)

그림 4. 전력손실이 0.2 [dB/km], 증폭기 간격이 25 [km], 정규화된 솔리톤 펄스 간격이 6 및 진폭이 1.3인 경우의 안정된 전송 : a) 포락선 변화, b) 정규화된 펄스폭(실선), 첨두진폭(점선) 및 위치오차(점선)

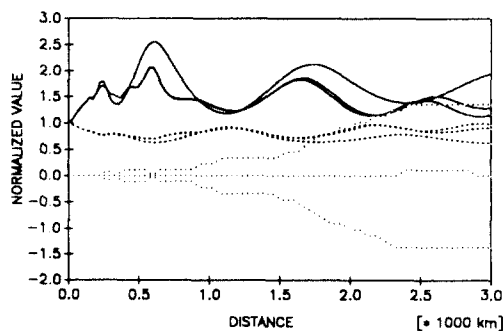
Fig. 4. Stable soliton pulse propagation when  $\gamma_p=0.2$  [dB/km],  $L=25$  [km],  $\Delta=6$  and  $A=1.3$ : a) envelope variation, b) the normalized values of the width(solid lines), peak amplitude(dashed lines), and position error(dotted lines).

초기 진폭의 영향을 분석하기 위하여 그림 4와 같은 안정된 전파조건에서 솔리톤 펄스의 진폭  $A$ 만을 1.1로 줄였을 때와 1.7로 증가시켰을 때의 전송에 따른 펄스형태의 변화를 그림 5에 나타내었다. 그림 5

(b)에서 볼 수 있듯이 펄스간의 간격을 충분히 유지하여도 초기에 전송 시스템에 인가될 솔리톤의 진폭이 너무 작으면, 펄스폭이 넓어져서 펄스폭으로 정규화된 펄스간 간격이 줄어들게 되어, 펄스간 상호작용이 심해져서 위치와 진폭모두가 불규칙적으로 변화하게 된다. 한편, 솔리톤의 진폭이 너무크면 그림 5(d)에 보인 바와 같이 폭과 첨두진폭은 어느정도 안정하나 솔리톤의 위치가 불안정해져서 펄스간의 간격이 변하게 됨을 알 수 있다. 즉, 전송 거리가 길어지면 바로 옆의 펄스들과 합쳐지게되어 솔리톤을 이용한 정보전송이 불가능하게 된다. 이제 최적 진폭조건인  $A=1.3$ 에서 솔리톤 펄스 간의 간격이 안정된 솔리톤 전송에 미치는 영향을 알아보기 위해, 정규화된 펄스간 초기간격  $\Delta$ 만을 4로 줄이고, 다른 파라미터 값은 그림 4와 같은 조건에서 분석한 결과를 그림 6에 보였다. 그림에서 보면, 그림 5와는 달리 펄스모양(진폭 및 펄스폭)의 변화는 적지만 펄스 위치가 안정되지 못하고 펄스간의 간격이 좁아졌다가 넓게 퍼져나감을 볼 수 있다. 펄스간 초기간격을 더욱 줄이면 초기에 급격하게 간격이 좁아졌다가 다시 빠르게 퍼져나감을 알 수 있었다.



(a)



(b)

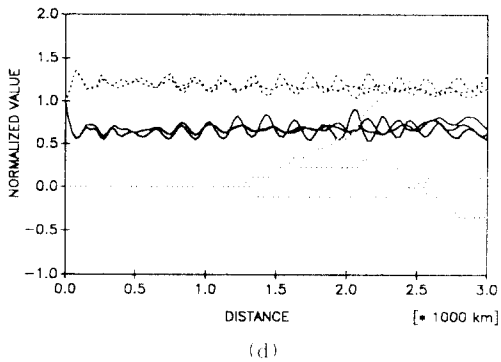
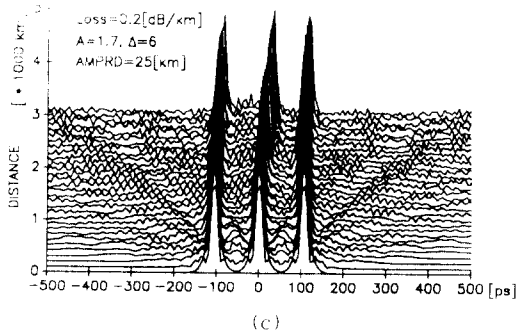


그림 5. 그림 4와 같은 조건에서 진폭 A만 1.1로 감소(a, b)시키거나 1.7로 증가(c, d)시켰을 경우의 펄스간 상호간섭: a, c) 포락선 변화, b, d) 정규화된 펄스 폭(실선), 첨두진폭(간접선) 및 위치오차(점선)

Fig. 5. Pulse interaction under the conditions of Fig. 4 except that  $A = 1.1$  (a, b) or  $A = 1.7$  (c, d): a, c) envelope variation, b, d) the normalized values of the width(solid lines), peak amplitude(dashed lines), and position error(dotted lines).

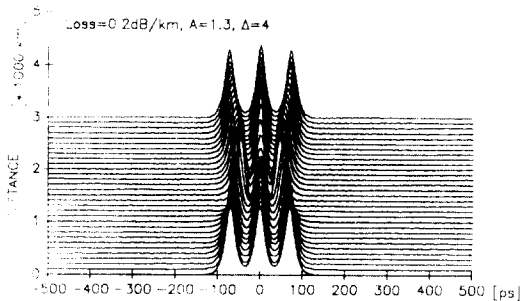


그림 6. 그림 4와 같은 조건에서 정규화된 펄스간 간섭만 4로 감소된 경우의 펄스간 상호 간섭

Fig. 6. Pulse interaction under the conditions of Fig. 4 except that  $\Delta = 4$ .

다음으로 증폭기 간격  $L$ 이 50 [km]인 경우, 솔리톤 간의 거리를  $L = 25$  [km]의 경우와 동일하게, 솔리톤 펄스폭의 6배로 유지할 때, 안정된 전파 조건은 25 [km]의 경우보다  $L$  범위가 보다 제한되어 나타남을 알 수 있었는데, 전송 초기에 입력되는 솔리톤 펄스의 초기 진폭  $A$ 의 최적 값  $A_{opt}$ 는 식(14)로 주어지는  $A_{ave}$ 와 개략적으로 일치했으며,  $A$  값이 1.5~1.7인 경우에 안정된 전송을 보였다. 안정된 전송이 가능한 경우로서 진폭  $A$ 가 1.6이고 정규화된 솔리톤 펄스 간의 간격  $\Delta$ 가 6일 때, 전파 거리에 따른 솔리톤 펄스폭의 변화를 그림 7에 나타냈다. 이 경우, 증폭기 간의 간격이 25 [km]인 경우보다 솔리톤의 모양이 약간 더 변형되고 배경 잡음이 증가함을 볼 수 있다. 여기서 진폭을 키워면 솔리톤 펄스 모양은 덜 왜곡되거나 진폭이 1.8~1.89일 때에는 전파해 감에 따라 펄스 간의 간격이 좁아지고, 1.9 이상이면 펄스 간의 간격이 넓어지는 펄스 위치의 불안정성이 나타났다. 그리고 진폭이 1.4 이하가 되면 펄스의 진폭이 작아지고 펄스폭이 증가하여 솔리톤 펄스의 모양을 급격히 상설하였다. 펄스가 없는 곳에서 나타나는 배경잡음의 주된 원인은 전파 순간마다 솔리톤의 모양을 유지하는데 있어서 불필요한 성분이 양 옆으로 퍼져나감으로써 생기는 영향때문으로 생각되는데, 증폭기 간의 거리가 25 [km]일 때 보다 50 [km]인 경우에는 보란 효과를 훨씬 커져서 이 경우에 훨씬 크게 나타남을 알 수 있다. 즉, 50 [km] 간격으로 증폭기를 설치한 시스템에서는 누적된 광섬유의 손실로 침화된 펄스 왜곡 때문에 안정된 전송범위가 보다 제한됨을 알 수

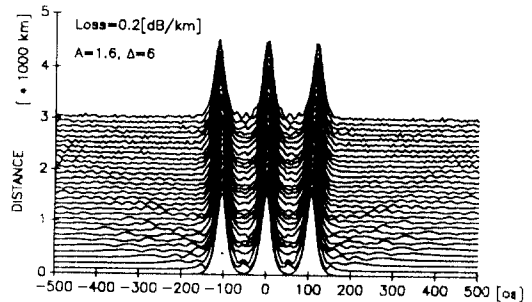


그림 7. 손실 손실이 0.2 [dB/km], 증폭기 간격이 50 [km], 정규화된 솔리톤 펄스 간격이 6 및 진폭이 1.6인 경우의 안정된 전송

Fig. 7. Stable soliton pulse propagation when  $\gamma_p = 0.2$  [dB/km],  $L = 25$  [km],  $\Delta = 6$  and  $A = 1.6$ .



있었다. 솔리톤 펄스 간의 간격이 너무 작으면, 증폭기의 간격이 25 [km]일 때와 유사한 불안정성이 나타났다.  $L$ 이 더욱더 증가하여  $z_0$  보다 큰 75 [km]인 경우에는 안정된 전파 영역이 거의 존재하지 않고,  $A$  값이 식(14)에 의해 주어지는  $A_{ave} = 1.88$ 보다 약간 작은  $A = 1.8$  정도에서 비교적 안정된 전파특성을 보였다. 이상의 분석에서 볼 때 첨두진폭의 최작값  $A_{opt}$ 는,  $L < z_0$ 인 경우 식(14)에 의해 간단하게 구할 수 있으나,  $L > z_0$ 인 경우에는 전체 시스템에 대한 모의 실험을 통하여 결정해야 한다.

우리는 지금까지 광섬유의 손실이 일정하고 광증폭기는 정확히 이 손실을 보상한다고 가정해왔다. 이제 보다 현실적인 경우를 고려하자. 즉, 광섬유의 손실이나 증폭기의 증폭도가 일정하지 않은 경우를 고려한다. 모의실험의 편의를 위하여 광섬유 손실은 각 증폭기 사이에서 일정하게 일어난다고 가정하고, 이를 보상하는 증폭기의 증폭도가 불규칙하게 변한다고 가정한다. 모의실험결과, 증폭기간의 거리  $L = 25$  [km], 정규화된 솔리톤 펄스간의 간격  $\Delta = 6$  및 초기 솔리톤 진폭  $A = 1.3$ 일 때, 증폭기의 이득 변화량  $\Delta G$ 가 광섬유 손실을 보상하기 위한 이득  $G_0$ 의  $\pm 4\%$  이내이면 안정된 전파특성의 보였다. 여기서  $\pm 4\%$  이내의 불규칙한 이득 변화량이 허용 가능하다는 것은 일반적인 시스템에서 광섬유의 불규칙한 손실 변화량과 증폭기 이득의 불규칙한 손실 변화량의 벡터적인 합이  $\pm 4\%$  이내이면(즉, 광증폭기에 의한 광섬유의 손실 보상에 대한 정확도가 손실량의  $\pm 4\%$  이내이면) 안정된 전송이 가능함을 의미한다. 그림 4의 경우와 같은 안정된 전송 조건에서 광증폭기 이득을 그림 8(a)에 보인 바와같이  $\pm 3\%$  이내에서 불규칙하게 변화시킨 다음, 솔리톤 전송에 따른 펄스 모양의 변화를 그림 8(b)와 (c)에 나타내었다. 그림4(b)와 8(c)를 비교할 때 어느정도의 왜곡은 존재하지만, 모의실험 범위인 3000 [km] 까지 정보의 손실없이 전파가능함을 알 수 있다. 그러나  $\Delta G$ 가  $\pm 5\%$  이상이 되면 그림 9에 보인 바와같이 펄스 모양에 심한 왜곡이 발생함을 알 수 있었다. 그림9(c)에서 볼 때, 각 펄스의 첨두진폭과 폭이 매우 불규칙하게 변하고 있으며, 펄스 위치에도 다소의 변화가 나타나고 있다. 증폭기 간의 간격  $L$ 이 50 [km]인 경우에도 그림 7의 경우와 같은 조건, 즉  $\Delta = 6$ 이고  $A = 1.6$ 인 조건에서 손실 보상의 정확도는  $L = 25$  [km]인 그림 4의 경우보다 엄격하게 요구되어 광섬유 손실량의  $\pm 2\%$  이내로 유지되어야만 안정된 전송이 가능한 것으로 나타

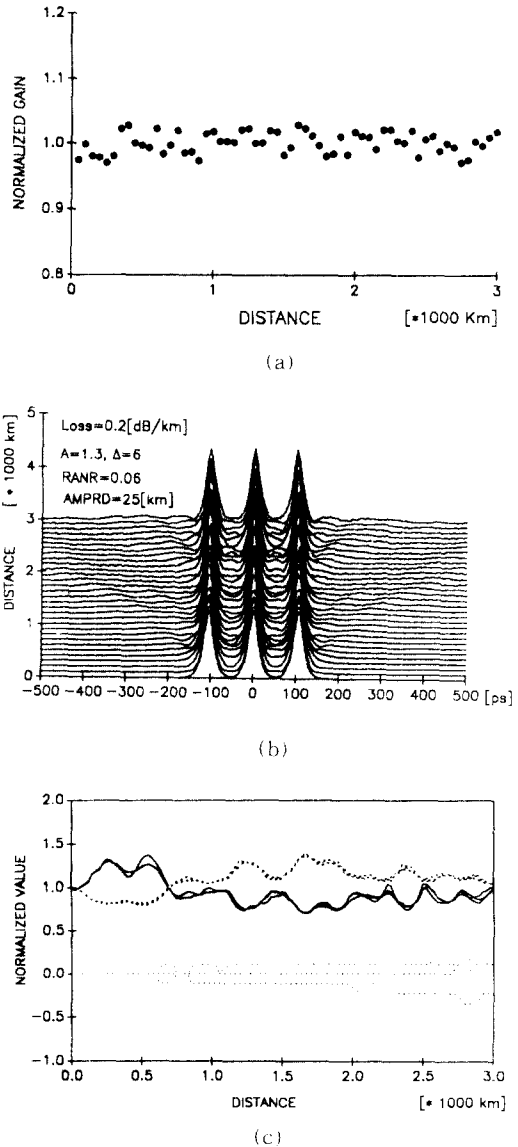
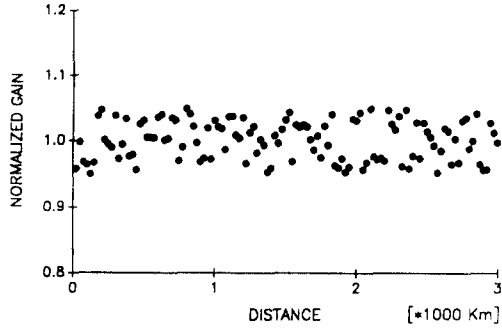
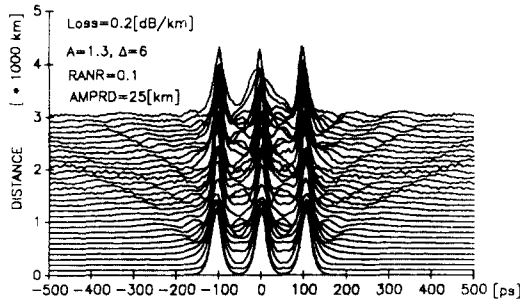


그림 8. 그림 4와 같은 조건에서 광증폭기의 증폭도가  $\pm 3\%$  내에서 불규칙하게 변할때의 솔리톤 전송: (a) 광증폭기의 증폭도의 불규칙한 변화, (b) 포락선 변화, (c) 정규화된 펄스폭(실선), 첨두진폭(점선) 및 위치오차(점선)

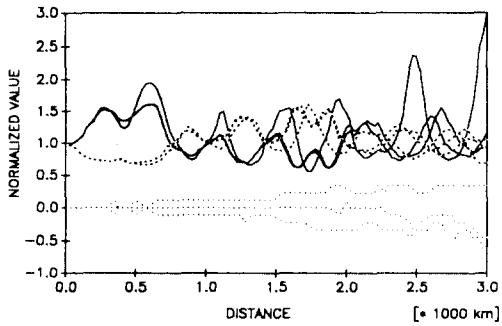
Fig. 8. Pulse propagation under the conditions of Fig. 4, except that the gains of optical amplifiers are randomly varied within  $\pm 3\%$ : (a) the gain variation of optical amplifiers, (b) envelope variation, (c) the normalized values of the width (solid lines), peak amplitude(dashed lines), and position error (dotted lines).



(a)



(b)



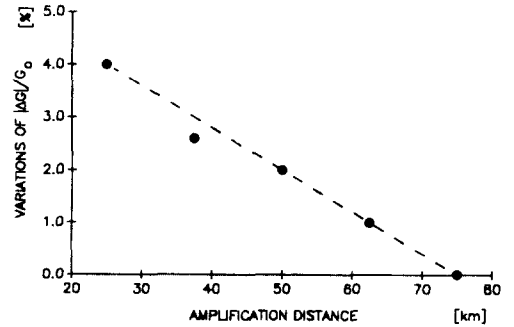
(c)

그림 9. 그림 4와 같은 조건에서 광증폭기의 증폭도가  $\pm 5\%$  내에서 불규칙하게 변할 때의 솔리톤 전송: (a) 광증폭기의 증폭도의 불규칙한 변화, (b) 포락선 변화, (c) 정규화된 펄스폭(실선), 첨두진폭(간점선) 및 위치오차(점선)

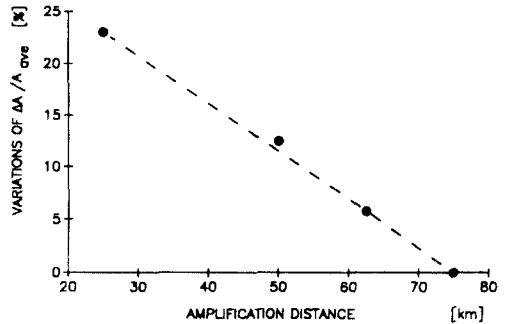
Fig. 9. Pulse propagation under the conditions of Fig. 4, except that the gains of optical amplifiers are randomly varied within  $\pm 5\%$ : (a) the gain variation of optical amplifiers, (b) envelope variation, (c) the normalized values of the width (solid lines), peak amplitude(dashed lines), and position error(dotted lines).

났다. 한편  $L=75$  [km]인 경우에는,  $A=1.8$ (최적값임) 및  $\Delta=6$  조건에서 거의 완벽한 손실보상이 이루어져야만 안정된 전파특성을 보였다. 일반적으로 펄스간의 간격을 증가시키면 허용가능한 이득 변화량이 커지는데,  $L=25$  [km] 및  $A=1.3$ 인 경우  $\Delta=7$ 이면 광섬유 손실의 5%,  $\Delta=10$ 이면 7% 등으로 나타났고,  $L=50$  [km] 및  $A=1.6$ 인 경우  $\Delta=8$ 이면 3%,  $\Delta=10$ 이면 5% 등으로 증가하는 것으로 나타났다. 그러나 이와 같은  $\Delta$ 의 증가는 곧 정보의 전송속도를 낮추는 것을 의미하기 때문에 실질적인 의미는 미약하다.

이상의 분석을 종합해서 증폭기간의 거리  $L$ 의 함수로서 허용가능한 초기 첨두진폭의 범위( $\Delta A$ )와 증폭기의 이득 변화 범위( $|\Delta G|$ )를 그림 10에 나타내었



(a)



(b)

그림 10. 증폭기간의 거리  $L$ 의 함수로 나타낸 허용가능한 a) 초기 진폭 변화( $\Delta A/A_{opt}$ )와 b) 증폭기 이득 변화( $\Delta G/G_0$ )

Fig. 10. Allowable variations of a) the initial soliton amplitude( $\Delta A/A_{opt}$ ) and b) the amplifier gain( $\Delta G/G_0$ ) as a function of the amplification period  $L$ .

다.  $\Delta A$ 는  $A_{opt}$ 를 중심으로 대칭이 아니기 때문에 전체범위에 대해 최적 진폭  $A_{opt}$ 로 정규화 시켜서 나타냈으며,  $\Delta G$ 는  $G_0$ 에 대해 대칭이기 때문에 절대값  $|\Delta G|$ 를 손실보상을 위한 이득  $G_0$ 로 정규화 시켜서 나타내었다. 그림 12에서 볼 때 증폭기간의 거리  $L$ 이 증가하면 교란의 정도가 증가하게 되어 허용 가능한  $\Delta A/A_{opt}$  또는  $|\Delta G|/G_0$  값은  $L$  값에 반비례하는 특성을 보여서,  $L$ 이  $z_0$  보다 큰 75 km의 경우에는 거의 오차가 없는 완벽한 조건이 요구되는 것으로 나타났다. 전송도중에 분산값이  $L/2$ 의 주기로 변하는 경우, 허용가능한 분산값도 예상되는 바와 같이  $L$ 에 반비례하는 것으로 나타났다.

끝으로, 보다 장거리를 전송하기 위해서는 단순히 진폭만 증폭시키기 보다는 펄스모양 교정(pulse reshaping)[4]도 동시에 이루어져야 할 것으로 예측된다.

#### IV. 결 론

광증폭기에 의해 손실이 주기적으로 보상되는 광섬유에서 광솔리톤 열의 안정한 전송을 위한 영역을 모의실험을 통하여 조사하였다. 광섬유 손실이 0.2 [dB/km]이고 이 손실을 보상하는 증폭기 간의 거리가 25 [km]인 경우, 허용 가능한 솔리톤 크기  $A$ 의 범위는 1.2~1.5이었으며, 이때 안전한 전송을 위한 솔리톤 간의 최소거리는 솔리톤 폭의 6배( $\Delta=6$ )이었다. 증폭기간의 거리가 50 [km]인 경우( $\Delta=6$ 으로 유지할 때), 허용 가능한  $A$ 의 범위는 1.5~1.7로 나타났다. 증폭기간의 거리가 솔리톤의 주기보다 약간 큰 75 km의 경우  $A$ 값이 최적인 1.8에서도 약간의 불안정성을 보였다. 일반적으로 진폭이 너무 작아지면 손실에 의해 진폭이 1 보다 작은 상태로 먼거리를 전파하게 되어 펄스의 퍼짐으로 인한 펄스간의 상호작용으로 왜곡이 심해지고, 진폭이 너무 커지면 펄스폭 축소로 인한 부수 첨두(side-peak) 형성 효과로 인한 펄스 간의 활발한 상호 작용으로 주로 펄스 위치에 불안정성이 나타났다. 전송선로손실과 증폭기 이득 효과를 합한 손실 보상의 정확도는 증폭기 간의 간격  $L=25$  [km], 초기 솔리톤 펄스의 크기  $A=1.3$ , 정규화된 펄스간의 간격  $\Delta=6$  일 때  $\pm 4\%$  이내로 유지하여야만 안정된 전송이 가능한 것으로 나타났으며, 증폭기 간의 간격이 멀어져서  $L=50$  [km],  $A=1.6$ ,  $\Delta=6$ 일 때에는  $\pm 2\%$ 이내로 유지해야 하는 것으로 나타났다. 일반적으로 증폭기 간의 간격이 클수록 손

실에 의한 교란의 정도가 크게되어, 안정된 솔리톤 펄스 전송을 보장하는 초기 솔리톤 진폭의 크기 및 증폭기의 증폭율에 대한 조건은  $L$ 이 클수록 까다롭게 나타났다. 한편, 충분한 솔리톤간의 거리를 유지하도록 솔리톤 펄스간의 거리  $\Delta$ 를 증가시키면 안정된 전송을 위한 손실보상 및 초기 진폭값의 정확도에 대한 조건은 완화되는 것으로 나타났으나, 이는 정보 전송속도를 희생한 댓가로 얻어진 것으로서 실제적인 의미는 미약하다.

#### 참 고 문 헌

1. A. Hasegawa, "Optical solitons in fibers," Springer, New York, 1989.
2. L. F. Mollenauer and K. Smith, "Demonstration of soliton transmission over more than 4000 km in fiber with loss periodically compensated by Raman gain," Optics Lett. vol. 13, no. 8, pp. 675-677, Aug. 1988.
3. N. A. Olsson, P. A. Audreksion, P. C. Becker, J. R. Simson, T. Tanbun-Ek, R. A. Logan, H. Presby, and K. Wecht, "4 Gb/s soliton data transmission over 136 km using Erbium doped fiber amplifiers," IEEE Photon. Techno. Lett., vol. 2, no. 5, pp. 358-359, May 1990.
4. N. Nakazawa, E. Yamada, H. Kubota, and K. Suzuki, "10 Gbit/s soliton data transmission over one million kilometers," Electron. Lett., vol. 27, no. 14, pp. 1270-1272, Jul. 1991.
5. M. Nakazawa, K. Suzuki, H. Kubota, E. Yamada, and Y. Kimura, "Dynamic optical soliton communication," IEEE J. Quantum Electron. vol. QE-26, no. 12, pp. 2095-2102, Dec. 1990.
6. I. M. Uzunov, V. D. Stoev and T. I. Tzoleva "N-soliton interaction in trains of unequal soliton pulses in optical fibers," Optics Lett. vol. 17, no. 20, pp. 1417-1419, Oct. 1992.
7. L. F. Mollenauer, J. P. Gordon, and M. N. Islam, "Soliton propagation in long fibers with periodically compensated loss," IEEE J. Quantum. Electron., vol. QE-22, no. 1, pp. 157-173, Jan. 1986.
8. L. F. Mollenauer, S. G. Evangelides, and H. A.

Haus, "Long-distance soliton propagation using lumped amplifiers and dispersion shifted fiber," J. Lightwave Technol., vol. 9, no. 2, pp. 194-197, Feb. 1991.

9. A. C. Newell and J. V. Moloney, "Nonlinear Optics," Addison-Wesley, New York, 1992.

10. N. J. Doran and K. J. Blow, "Solitons in op-

tical communications," IEEE J. Quantum Electron, vol. QE-19, no. 12, pp. 1883-1888, Dec. 1983.

11. J. P. Gordon, "Interaction forces among soliton in optical fibers," Opt Lett., vol. 8, no. 11, pp.596-598, Nov. 1983.



李明雨(Myong Woo Lee) 정회원  
1966년 1월 30일생  
1990년 2월 : 명지대학교 전자공학과 (공학사)  
1994년 2월 : 명지대학교 전자공학과 (공학석사)  
1994년 3월 - 현재 : 명지대학교 전자공학과 박사과정

※주관심분야 : 반도체 레이저 성능증진, 초단펄스 생성, 광솔리톤 발생 및 전송, 광전자공학



金蘭淑(Ran Sook Kim) 정회원  
1958년 1월 17일생  
1981년 2월 : 경북대학교 전자공학과 (공학사)  
1983년 2월 : 연세대학교 전자공학과 (공학석사)  
1990년 2월 : 경북대학교 전자공학과 (공학박사)

1986년 2월 - 현재 : 한국통신 연구개발원 전략기술 총괄팀 선임연구원

※주관심분야 : 초고속/초장거리 광정보전송, 광대역전송 방식, 종합정보통신망(ISDN)



徐東善(Dong Sun Seo) 정회원  
1958년 2월 28일생  
1980년 2월 : 연세대학교 전자공학과 (공학사)  
1985년 8월 : 연세대학교 전자공학과 (공학석사)  
1989년 12월 : 미국 뉴멕시코대학 전자공학과(공학박사)

1990년 3월 - 현재 : 명지대학교 전자공학과 교수  
※주관심분야 : 반도체 레이저, 광솔리톤 발생 및 전송, 광전자공학