

Dynamic Time-Varying Chirp Parameter를 갖는 광 펄스의 전송 특성 분석

정희원 김병기*, 임연섭*, 이정호*, 최영완*

Transmission Characteristic for an Arbitrary Optical Pulse With Dynamic Time-Varying Chirp Parameter

Byeong Gee Kim*, Youn Sub Lim*, Jeong Ho Lee*, Young Wan Choi*

요 약

외부변조기(external modulator)로부터 발생된 광 펄스는 시간에 따라 변화하는 chirp parameter, $\alpha_s(t)$ 를 갖게 되므로 상수의 chirp parameter를 가정하는 기존의 모의 전송 실험 방법과는 전혀 다른 새로운 모의실험 방법이 요구된다. 본 논문에서는 $\alpha_s(t)$ 를 갖는 광 펄스에 대한 모의 전송 실험 방법을 제안하였다. 제안된 모의 전송 실험 방법은 입력펄스의 미소분할(segmentation) 및 컨벌루션(convolution) 정리를 사용하였으므로 $\alpha_s(t)$ 를 갖는 어떤 모양의 펄스에 대해서도 정확한 전송 후 출력 펄스를 얻을 수 있다. 이 방법을 사용하여 전계흡수변조기(electroabsorption modulator)로부터 발생된 광 펄스에 대한 모의 전송 실험을 진행하였다.

ABSTRACT

Since optical pulses generated by external modulators impose dynamic time-varying small signal chirp parameter $\alpha_s(t)$, it is necessary to develop a new transmission simulation method different from the conventional method assuming constant chirp parameter. In this paper, we develop a novel transmission simulation method for an optical pulse with $\alpha_s(t)$ through a dispersive optical fiber. The simulation based on the segmentation of the input pulse and the convolution theorem is applicable to any arbitrary pulse shape with $\alpha_s(t)$. Using this method, we perform the transmission simulation for the case of an optical pulse generated by an electroabsorption modulator.

I. 서 론

광 펄스가 광섬유를 통해 전송될 때 분산효과(dispersion effect)는 펄스의 모양과 스펙트럼에 영향을 미치게 되는데 이것은 광 펄스를 구성하는 주파수 성분들 내에서 서로 다른 속도로 전파되기 때문이다. 이 때 광 입력 펄스에 인가된 chirp 효과 또한 광 펄스의 변화에 영향을 미치는 중요한 요소로 작용하게 된다⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾. 광 펄스의 전송에 미치는 chirp 효과를 규명하기 위해 단일모드 광섬유(single mode fiber)에서의 광전송을 고려한 많은 연구들이 있었지만 이러한 연구의 대부분은 상수의 chirp

parameter (α_c)를 갖는 광 펄스를 가정한 것들이었다(2). 그러나 전계흡수변조기(electroabsorption modulator, EAM)나 전광변조기(electro-optic modulator, EOM)와 같은 외부변조기는 인가전압과 시간에 강하게 영향을 받는 dynamic small signal chirp parameter (α_s)를 갖게 되며(4)-(8), 특히 LiNbO₃ 변조기와 같은 EOM에 비하여, EAM의 경우 입력전압에 따라 양수에서 음수로 또는 음수에서 양수로 심하게 변화하는 α_s 를 갖는다. 그러므로 α_s 를 갖는 광 펄스의 경우 상수의 chirp를 가정한 기존의 모의 전송 실험 방법을 적용할 경우 오차가 존재할 수 있게 된다. 전송 후 펄스 모양을 얻을 수 있는

* 중앙대학교 전자공학과 광전자연구실 (e-mail : bgkim01@cau.ac.kr) 정희원
논문번호 : 97279-0813, 접수일자 : 1997년 8월 13일,

직접적인 방법으로 광섬유를 통해 전송된 파형의 확장(broadening)을 실험적으로 관찰하는 방법(9,10)이 있으나, 이 방법은 많은 서로 다른 길이의 광섬유를 필요로 할뿐만 아니라 실험의 양도 방대해질 수밖에 없다는 단점이 있다. 따라서 실제의 전송 실험 없이도 분산효과 및 chirp 효과를 고려하면서 정확한 전송후의 출력 파형을 얻을 수 있는 새로운 모의실험 방법이 요구된다.

본 논문에서는 EAM의 예를 통해 α_s 를 갖는 광 펄스의 전송에 관한 새로운 모의실험 방법을 제안하고자 한다. 이를 위하여 먼저 α_s 를 계산하는 방법을 살펴보고, α_s 를 갖는 광 펄스의 전송 후 파형을 얻기 위한 새로운 모의 전송 실험 방법을 제안한 뒤, 이 방법을 이용하여 다양한 조건에서의 모의실험 결과를 보이고자 한다.

II. Dynamic Small signal chirp parameter

기존의 모의실험 방법에서 사용된 상수의 chirp을 갖는 광 입력 펄스와는 달리 EAM이나 EOM으로부터 발생된 광 펄스는 시간에 따라 변화하는 chirp parameter를 갖는다. 따라서, 신빙성있는 전송 실험 결과를 얻기 위해서는 먼저 정확한 α_s 를 구하는 것이 무엇보다도 중요하다. 일반적으로 α_s 는 다음의 식으로부터 구할 수 있다.

$$\alpha_s = \frac{dn}{dk} \quad (1)$$

여기서 n 과 k 는 각각 굴절률의 실수부와 허수부이다. bulk $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 를 흡수층으로 가정하여 모의 실험을 진행하였으므로 mole fraction에 따른 material parameter들은 Adachi 논문(11)을 참조하였고, 흡수 스펙트럼과 $n-k$ 관계곡선은 Franz-Keldysh 효과와 Kramers-Kronig 관계로부터 구하였다(12). 또한 α_s 는 (1)의 정의에 따라 $n-k$ 곡선으로부터 그 기울기를 계산함으로써 구하였으며(7), 그 결과를 그림 1에 보였다.

그림에서 보는 바와 같이 모의실험을 통해 얻은 α_s 가 Yamada 등에 의해 보고된 실험치(8)에 근접함을 알 수 있으며, 또한 인가전압에 강하게 영향을 받고 있음을 알 수 있다. 여기서 실험치는 진성영역(intrinsic region)의 두께(d_i)가 $0.26 \mu\text{m}$ 이고, photoluminescence (PL) peak 파장(λ_{PL})이 $1.47 \mu\text{m}$ 인 InGaAsP bulk EAM을 사용하여 얻은 것이고, 모의실험은 동일한 진성영역의 두께와 $1.485 \mu\text{m}$ 의 대역간극(bandgap) 파장(λ_g)을 사용하였다. $1.47 \mu\text{m}$ 의 PL peak 파장은 1.48

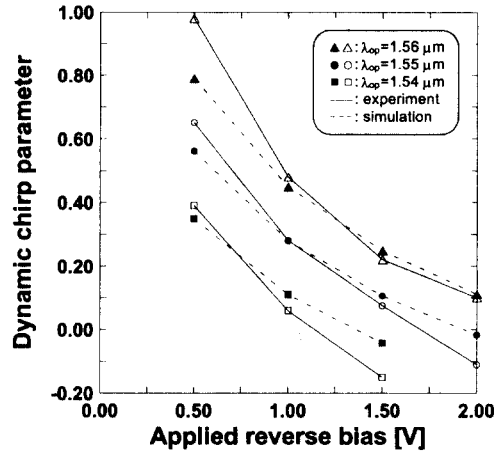


그림 1. 모의실험에 의한 dynamic small signal chirp parameter와 실험치(8)와의 비교

Fig. 1 Comparison between simulated dynamic small signal chirp parameter and experimental data in reference [8] when $d_i = 0.26 \mu\text{m}$, $\lambda_{\text{PL}} = 1.47 \mu\text{m}$

μm 의 대역간극 파장에 해당하기 때문에 그 차이가 매우 작다고 할 수 있다. 그런데 그림 1에서 α_s 는 인가전압에 따른 함수로 되어 있고, 광 입력 펄스는 보통 시간의 함수로 표현이 되기 때문에 이들 두 인자를 통일시킬 필요가 있다. 입력펄스를 펄스 폭이 T_0 인 가우시안(Gaussian) 펄스라고 가정하면, 입력펄스의 강도(intensity) I 는

$$I = A \exp\left(-\frac{t^2}{2 T_0^2}\right) \quad (2)$$

이며, EAM으로부터 발생된 광 펄스의 강도는

$$I = B \exp[-\Gamma\alpha(V) L] \quad (3)$$

이다. 여기서 A, B는 임의의 상수이고, Γ 는 광 구속 인자(optical confinement factor)이며, L은 EAM의 길이, $\alpha(V)$ 는 흡수계수이다. 계산상의 편의를 위해 Γ 를 1로 가정하였을 경우 식 (2)와 (3)의 관계로부터

$$t_2^2 - t_1^2 = 2 T_0^2 L \Delta\alpha(V) \quad (4)$$

가 된다. t_1 을 0이라고 가정하면, 식 (4)를 통해 인가전압 축 상의 α_s 를 시간 축으로 바꿀 수 있다. 그림 2는 그림 1의 모의 실험 결과를 시간 축으로 변환한 $\alpha_s(t)$ 를 보인 것이다. 여기서 펄스 폭 T_0 는 50 ps 이고, L은

100 μm 이다.

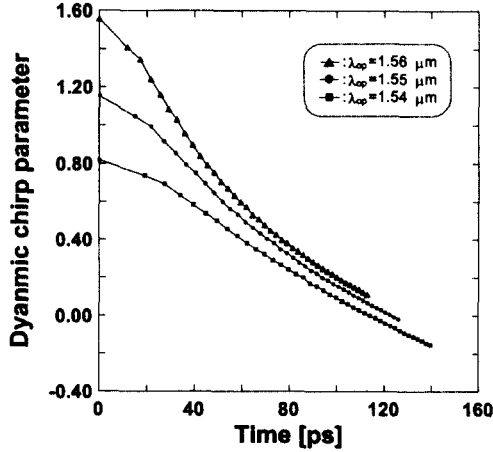


그림 2. 시간에 따른 dynamic small signal chirp parameter
Fig. 2. Dynamic small signal chirp parameter versus time
when $d_1 = 0.26 \mu\text{m}$, $\lambda_s = 1.485 \mu\text{m}$

III. 광신호의 모의 전송실험 방법

$\alpha_s(t)$ 를 갖는 광신호의 전송시 chirp에 의한 분산의 영향은 각각의 광신호의 강도에 대응되는 $\alpha_s(t)$ 에 따라 달라지게 된다. 따라서 광 펄스의 강도에 관계없이 일정한 값 α_c 를 사용하는 기존의 모의 전송 실험 방법과는 전혀 다른 새로운 방법이 사용되어야 한다. 이 장에서는 먼저 α_c 를 갖는 광 펄스의 모의 전송 실험 방법을 간단하게 살펴보고, 이를 토대로 $\alpha_s(t)$ 를 갖는 광 펄스의 새로운 모의 전송 실험 방법을 제안하고자 한다.

표준 단일 모드 광섬유에서 광신호의 전파(propagation)는 비선형 Schrodinger 방정식에 의하여 설명되는데, 처핑 효과와 직접적인 관련이 있는 분산에 의한 영향만을 고려하였을 경우 다음의 수식으로 표현할 수 있다.

$$\frac{j\partial U}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \quad (5)$$

위식은 푸리에 변환 방법에 의하여 다음과 같은 일반해를 갖는다.

$$U(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} U(0, \omega) \exp\left(\frac{j}{2} \beta_2 \omega^2 z + j\omega t\right) d\omega \quad (6)$$

여기서

$$U(0, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} U(0, t) \exp(-j\omega t) dt \quad (7)$$

이다. 상수의 칩 파라미터 α_c 를 갖는 가우시안 펄스의 경우, 광 입력 펄스 $A(0, t)$ 는 다음과 같다.

$$A(0, t) = \exp\left(-\frac{(1-j\alpha_c) t^2}{2 T_0^2}\right) \quad (8)$$

따라서 전송후의 출력 펄스는 (8)을 (7)에 대입하고 다시 (6)을 적용하면 다음과 같은 식으로 주어진다.

$$U(z, t) = \frac{T_0}{\sqrt{T_0^2 - j\beta_2 z(1-j\alpha_c)}} \exp\left(-\frac{(1-j\alpha_c) t^2}{2[T_0^2 - j\beta_2 z(1-j\alpha_c)]}\right) \quad (9)$$

여기서 β_2 는 집단 속도 분산 인자(group velocity dispersion parameter)이고, z 는 전송거리이다⁽²⁾. 그러나 식 (9)의 적용은 chirp parameter가 인가전압에 관계없이 일정한 경우에 한정되며, 따라서 인가 전압에 따라 변화하는 $\alpha_s(t)$ 를 잘 대변해 줄 수 있는 유효 칩 파라미터 (effective chirp parameter)를 구하지 못한다면 이 방법은 $\alpha_s(t)$ 를 갖는 광 펄스의 전송에는 적용할 수가 없다. 한편 이러한 유효 칩 파라미터를 구하기 위한 몇몇 연구 결과가 발표되기도 하였는데, 이들은 모두 전송이 on되는 상태의 전압 (V_{on})과 전송이 off되는 상태의 전압 (V_{off})사이의 관계로 표현되는 다음의 식으로 요약할 수 있다.

$$\alpha_{eff} = \frac{\Delta n(V_{on}) - \Delta n(V_x)}{\Delta k(V_{on}) - \Delta k(V_x)} \quad (10)$$

예를 들어 기존에 대신호 칩 파라미터 (α_{LRG})는 V_x 가 전송이 off되는 상태의 전압을 나타내는 경우이고, Devaux등 제안한 3dB rule의 경우는 V_x 가 소광비가 3 dB되는 상태의 전압 (V_{3dB})을 나타내는 경우이며⁽⁷⁾, Suzuki등은 MQW EAM의 경우 exciton peak가 동작 파장에 이르는 상태의 전압 (V_{EX})과 전송이 off되는 상태의 전압 중 작은 쪽을 V_x 로 사용하는 방법을 제안하기도 하였다⁽¹³⁾. 그러나 α_{LRG} 는 Devaux등 제안한 3dB rule에 의하여, 3dB rule은 Suzuki등이 제안한

방법에 의하여 그 문제점이 제기되었으며, Suzuki 등의 방법은 MQW구조에 적용이 한정된다는 단점을 가지고 있다. 또다른 방법으로 주파수 스펙트럼상에서 SCR(Sideband to carrier ratio)에 의하여 유효 칩 파라미터를 구하는 방법이 있기는 하지만, 이 방법은 유효 칩 파라미터의 부호를 알 수 없다는 단점이 있다^[14,15]. 한편 가장 정확하게 유효 칩 파라미터를 구하는 방법으로 사용되고 있는 실제 전송실험에 의하여 얻어진 파형을 다양한 상수의 칩 파라미터를 사용하여 모의 실험을 통해 얻어진 파형과 비교함으로써 유효 칩 파라미터를 구하는 방법이 있으나 이 방법은 실제의 전송 실험을 거쳐야 하며^[10,13], 따라서 $a_s(t)$ 를 갖는 광 펄스의 모의 전송 실험을 위한 새로운 방법이 요구된다고 하겠다.

$a_s(t)$ 를 갖는 가우시안 펄스의 경우 입력펄스는

$$A(0, t) = \exp\left(-\frac{[1 - j a_s(t)] t^2}{2 T_0^2}\right) \quad (11)$$

이다. 그런데 식 (11)은 지수부분이 시간에 따른 함수 $a_s(t)$ 를 포함하고 있으므로 식 (9)의 경우와 같이 푸리에 변환을 사용하여 전송 후 출력 파형 $U(z, t)$ 를 얻는 것이 불가능하다.

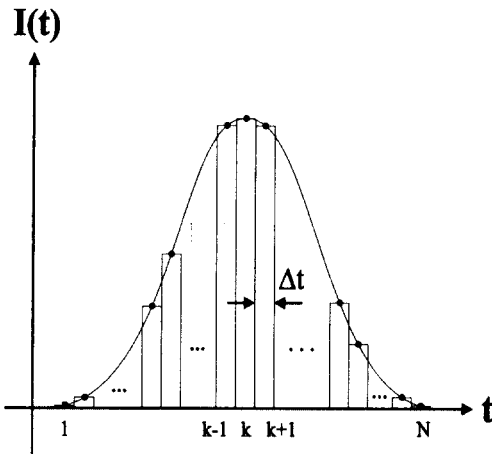


그림 3. 가우시안 입력 펄스의 미소분할
Fig. 3. Segmentation of the input pulse with the interval Δt

이 문제를 해결하기 위하여 우리는 그림 3에 보인 것과 같이 입력 펄스를 Δt 의 간격을 갖는 여러 개의 세그먼트(segment)로 나누어 각각의 세그먼트별로 $a_s(t)$ 의 평균값과 가우시안 펄스의 강도의 평균값을 구한

다음 이를 전송함으로써 전송 후 출력 파형을 구하는 새로운 방법을 사용하였다. 이때 k 번째 세그먼트의 $a_s(t)$ 의 평균값은

$$[a_s(t)]_k = \frac{1}{\Delta t} \int_{k\Delta t}^{(k+1)\Delta t} a_s(t) dt \quad (12)$$

가 되고, k 번째 세그먼트의 강도의 평균값은

$$I_k = \frac{1}{\Delta t} \int_{k\Delta t}^{(k+1)\Delta t} \exp\left(-\frac{[1 - j(a_s)_k] t^2}{2 T_0^2}\right) dt \quad (13)$$

이 된다. 따라서 가우시안 입력 펄스의 k 번째 세그먼트는

$$U_k(0, t) = I_k \{u(t - k\Delta t) - u_k[t - (k+1)\Delta t]\} \quad (14)$$

로 되고, k 번째 세그먼트의 전송 후 출력 파형은

$$U_k(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} U_k(0, \omega) \exp\left(\frac{-j}{2} \beta_2 \omega^2 z t\right) \exp(j\omega t) d\omega \quad (15)$$

$$U_k(0, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} U_k(0, t) \exp(-j\omega t) dt \quad (16)$$

가 된다. 그러나 식 (15)의 역 푸리에 변환이 수학적 으로 전개되는 형태가 아니기 때문에 컨볼루션(convolution) 정리를 사용하여 이 문제를 해결하고자 한다.

$$x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x_1(\tau) x_2(t - \tau) d\tau \quad (17)$$

식 (17)을 주파수 영역으로 표현하면,

$$X(\omega) = X_1(\omega) X_2(\omega) \quad (18)$$

가 된다. 식 (15)와 식 (17), (18)의 관계로부터

$$X_1(\omega) = U_k(0, \omega) \quad (19)$$

$$X_2(\omega) = \exp\left(\frac{j}{2} B_2 \omega^2 z\right) \quad (20)$$

가 되며, 식 (19)와 식(20)의 역 푸리에 변환 $x_1(\tau)$, $x_2(t-\tau)$ 는

$$x_1(\tau) = U_k(0, \tau) = I_k\{u_k(\tau - k\Delta t) - u_k[\tau - (k+1)\Delta t]\} \quad (21)$$

$$x_2(t-\tau) = \frac{1}{j\sqrt{2\pi j} \beta_2 z} \exp\left(\frac{(t-\tau)^2}{2j \beta_2 z}\right) \quad (22)$$

가 된다. 따라서, k번째 세그먼트의 전송 후 출력 파형은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} A_k(z, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} x_1(\tau)x_2(t-\tau) d\tau \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} I_k\{u_k(\tau - k\Delta t) - u_k[\tau - (k+1)\Delta t]\} \\ &\quad \frac{1}{j\sqrt{2\pi j} \beta_2 z} \exp\left(\frac{(t-\tau)^2}{2j \beta_2 z}\right) d\tau \end{aligned} \quad (23)$$

결국, 전송 후의 전체 출력 파형은 각각의 세그먼트 별로 전송된 출력 파형의 합으로 표현할 수 있으므로

$$U(z, t) = \sum_{k=0}^{N-1} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \{I_k\{u_k(\tau - k\Delta t) - u_k[\tau - (k+1)\Delta t]\} \frac{1}{j\sqrt{2\pi j} \beta_2 z} \exp\left(\frac{(t-\tau)^2}{2j \beta_2 z}\right) d\tau \right] \quad (24)$$

가 된다.

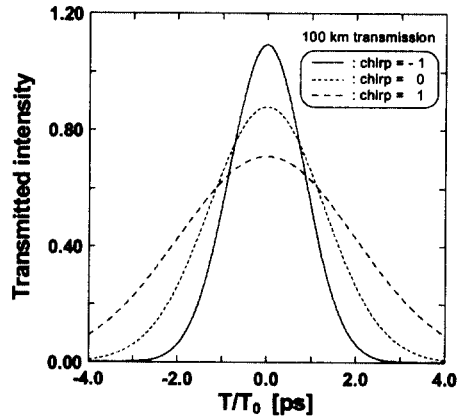
위의 방법을 사용함으로써 실제 전송 실험을 거치지 않고도 전송후의 파형을 구할 수 있다. 그림 4의 (a)와 (b)는 제안된 모의실험 방법의 신빙성을 입증하기 위해 같은 조건에서, 즉 동일한 상수의 chirp parameter를 갖는 입력 펄스에 대하여 (9)과 (24)을 사용하여 얻은 출력 파형을 비교한 것이다.

이때 T_0 는 50 ps, β_2 는 -20 ps/nm^2 , L 은 100 μm 를 사용하였고, (b)의 경우 Δt 를 0.1 ps로 가정하였다. 각각의 a_c 에 대해 두 방법에 의한 출력 파형이 정확하게 일치하고 있음을 알 수 있다.

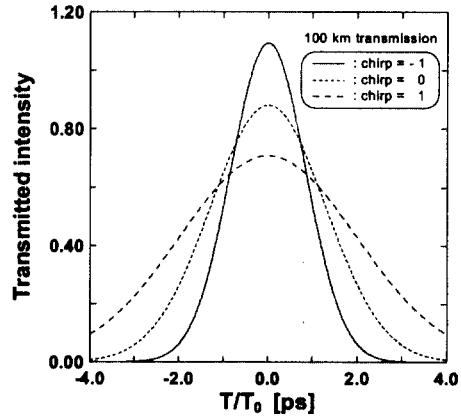
그림 5는 입력 펄스가 $a_c(t)$ 를 갖는 가우시안 펄스이며, EAM의 λ_g 가 1.485 μm 이고, a_i 가 0.26 μm , 동작 파장 (λ_{op})이 1.55 μm 일 때 두 가지 모의 실험 방법을 통해 얻은 전송 후 출력 펄스의 모양을 비교한 것

이다. 여기서 on 상태의 전압은 0 V이고 off 상태의 전압은 -3 V이며, 식 (9)의 모의실험 방법에 사용된 상수의 chirp parameter는 다음의 식으로부터 쉽게 구할 수 있는 대신호 칩 파라미터 (large signal chirp parameter), a_{LRG} 이다.

$$a_{LRG} = \frac{dn(V_{on}) - dn(V_{off})}{dk(V_{on}) - dk(V_{off})} \quad (25)$$



(a)



(b)

그림 4. 입력 펄스가 상수의 chirp parameter를 가지고 있을 경우 (a) 기존의 방법 [식 (9)]과 (b) 미소분할 및 컨벌루션 정리를 이용하여 본 논문에서 제안한 방법 [식 (24)]에 의해 도출된 출력 파형의 비교

Fig. 4. Comparison of transmitted pulse shape for several constant chirp parameter (a) conventional method [Eq. (9)], (b) our segmentation method [Eq. (24)]

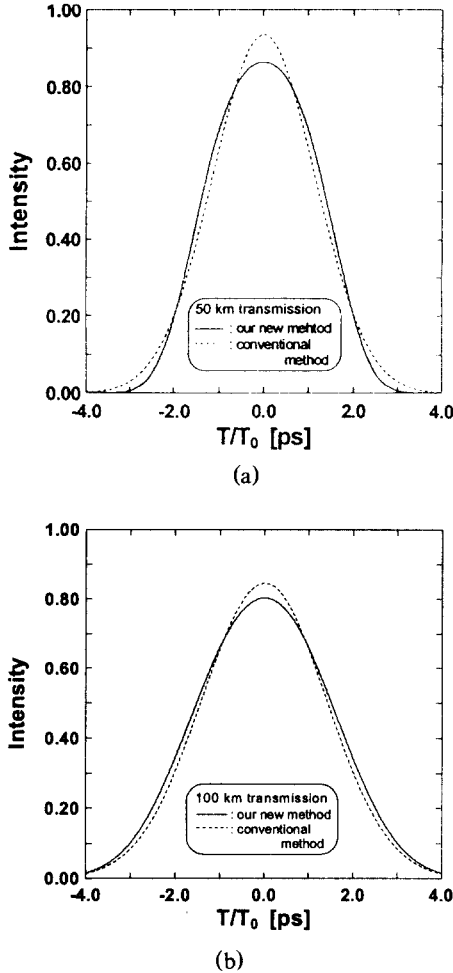


그림 5. 입력 펄스가 $a_s(t)$ 를 갖는 가우시안 펄스일 때 전송 후 출력 파형의 비교
 (a) 50 km 전송 (b) 100 km 전송
 Fig. 5. Comparison of transmitted pulse shape between our segmentation method and conventional method when the input pulse has $a_s(t)$. (a) 50 km transmission (b) 100 km transmission when $\lambda_g = 1.485 \mu\text{m}$, $\lambda_{op} = 1.55 \mu\text{m}$, and $d_i = 0.26 \mu\text{m}$.

그림 5의 (a)와 (b)는 각각 50 km와 100 km 전송에 관한 것이며, 두 가지 모의실험 방법에 따른 전송 후 출력 펄스의 파형 사이에 많은 차이가 있음을 알 수 있다. 보다 명확한 비교를 위해 두 가지 모의 실험 방법에 따른 전송후의 펄스 폭의 차이를 그림 6에 보였다.

그림 6은 d_i 가 $0.3 \mu\text{m}$, 전송거리는 100 km이며, T_0 가 50 ps, 100 ps일 때 λ_g 에 따른 변화를 보인 것

이다. 역방향 전압이 증가할수록 두 방법에 의한 출력 펄스 폭의 차이 역시 증가하고 있으며, T_0 가 50 ps 이고, 역방향 전압이 8 V일 때 펄스 폭의 차이가 T_0 의 30%에 이르는 것을 알 수 있다.

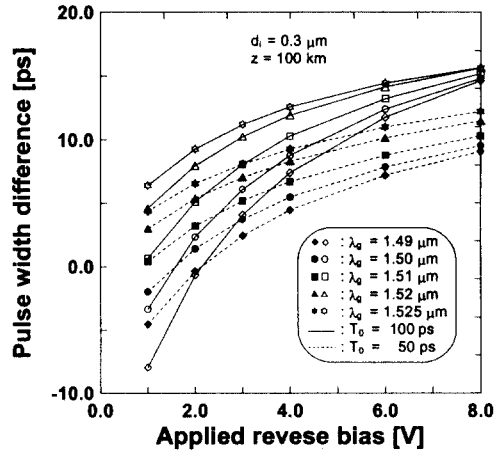


그림 6. 역방향 인가 전압에 따른 전송 후 출력 펄스 폭의 차이
 Fig. 6. The difference of output pulse width after transmission between our segmentation method and conventional method with applied reverse bias.

앞서 설명했던 바와 같이 전송 실험에 의해 얻어진 파형을 다양한 상수의 칩 파라미터에 대하여 진행된 모의 전송실험에 의해 얻어진 파형과 비교하여 유효 칩 파라미터를 얻는 방법을 제외하고는 유효 칩 파라미터를 구하기 위해 제안된 방법들은 각각 나름대로의 문제점 또는 제한성을 내재하고 있음이 증명되었으며, 따라서 위의 모의 실험에서 사용된 대신호 칩 파라미터와 같이 임의로 근사된 상수의 chirp parameter를 사용하는 방법은 적합하지 못한 방법이라 할 수 있다. 따라서 $a_s(t)$ 를 갖는 광 펄스의 전송은 식 (24)을 통해 제안된 모의실험 방법과 같이 먼저 정확한 $a_s(t)$ 를 구하고, 각 입력 펄스의 강도에 대응하는 $a_s(t)$ 를 모두 고려하였을 경우에만 정확한 출력 파형을 얻을 수 있음을 알 수 있다.

지금까지 EAM으로부터 발생된 가우시안 입력 펄스를 사용하여 $a_s(t)$ 를 갖는 광 입력펄스의 모의 전송 실험 결과를 살펴보았다. 그러나 본 논문을 통해 새롭게 제안한 모의 전송 실험 방법은 chirp의 형태나 입력 펄스의 형태에 관계없이 다양한 전송거리에 대해서,

그리고 다양한 도파로(waveguide) 구조에 대해서 사용되어질 수 있다. 이 방법은 또한 유효 chirp parameter의 계산이나 도파로 구조의 최적화 등에 유용하게 사용되어질 수 있을 것이다.

IV. 결 론

본 논문에서는 $a_s(t)$ 를 갖는 광 신호의 모의 전송 실험을 위한 새로운 방법을 제안하였다. 이를 위하여 먼저 $n-k$ 관계곡선으로부터 실험 데이터와 잘 부합하는 $a_s(t)$ 를 구하였으며, 입력 펄스의 미소분할 및 컨벌루션 정리를 사용하여 광 신호 전송 후 출력 파형을 얻을 수 있는 새로운 수식을 유도하였다. 제안된 방법에 의해 유도된 수식은 상수의 칩 파라미터를 사용한 모의 실험 결과와의 비교를 통해 신빙성을 검증하였다. 이 수식을 사용하여 다양한 전송거리 및 도파로 구조에 대하여 모의실험을 진행하였으며, 출력 파형의 변화에 대하여 상수의 chirp parameter를 가정한 기존의 방법과의 비교 분석을 수행하였다. 모의 실험 결과를 통해 우리는 입력 펄스의 각 강도에 대응하는 $a_s(t)$ 를 정확히 고려해 주었을 때만이 올바른 출력 펄스 파형을 얻을 수 있음을 확인하였다.

V. 참고문헌

1. T. Saito, N. Henmi, S. Fujita, M. Yamaguchi, and M. Shikada, "Prechirp technique for dispersion compensation for a high-speed long-span transmission", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, pp.1157-1158, 1995.
2. G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber optics", 2nd Ed., Academic Press, New York, 1995.
3. N. Suzuki, and T. Ozeki, "Simultaneous compensation of laser chirp, Kerr effect, and dispersion in 10-Gb/s long-haul transmission systems", *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-11, pp.1486-1494, 1993.
4. F. Devaux, Y. Sorel, and J. F. Kerdiles, "Simple measurement of fiber dispersion and of chirp parameter of intensity modulated light emitter", *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-11, pp.1937-1940, 1993.
5. K. Yamada, K. Nakamura, Y. Matsui, T. Kunii, and Y. Ogawa, "Negative-chirp electroabsorption

- modulator using low-wavelength detuning", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, pp.1157-1158, 1995.
6. F. Koyama, K. Iga, "Frequency chirping in external modulators", *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-6, pp.87-92, 1988.
7. F. Dorguille, F. Devaux, "On the transmission performances and the chirp parameter of a multiple-quantum well electroabsorption modulator", *J. Quantum Electron.*, vol. QE-30, pp. 2565-2571, 1994.
8. K. Yamada, H. Murai, K. Nakamura, Y. Matsui, and Y. Ogawa, "Low polarization dependence(<0.3dB) in an EA modulator using a polyimide-buried high-mesa ridge structure with an InGaAsP bulk absorption layer", *Electron. Lett.*, vol. 31, pp.237-238, 1995.
9. F. Koyama, and Y. Suematsu, "Analysis of dynamic spectral width of dynamic-single-mode(DSM) lasers and related transmission bandwidth of single-mode fibers", *J. Quantum Electron.*, vol. QE-21, pp. 292-297, 1985.
10. T. Kotaoka, Y. Miyamoto, K. Hagimoto, K. Yakita, and I. Kotaka, "Ultrahigh-speed driverless MQW intensity modulator, and 20 Gbit/s, 100 km transmission experiments", *Electron. Lett.*, vol. 28, pp.897-898, 1992.
11. S. Adachi, "Material parameters of $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ and related binaries", *J. Appl. Phys.*, vol. 53, pp.8775-8792, 1982.
12. A. Alping and L. A. Coldren, "Electrorefraction in GaAs and InGaAsP and its application to phase modulators", *J. Appl. Phys.*, vol. 61, pp.2430-2433, 1987.
13. N. Suzuki and Hirayama, "Comparison of effective a parameter for multipquantum-well electroabsorption modulator," *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 7, no. 9, pp.1007, 1995.
14. T. H. Wood, L. M. Ostar, and M. Suzuki, "The effect of modulator nonlinearity on measurements of chirp in electroabsorption modulators", *J. Lightwave Tech.*, vol. 12, no. 7, pp.1152-1158, 1994.

15. O. Mitomi et al., "Chirping Characteristic and frequency response of MQW optical intensity modulator", *J. Lightwave Tech.*, vol. 10, no. 1, pp.71-76, 1992.



김 병 기(Byeong-Gee Kim) 정회원
1972년 11월 26일생
1996년: 중앙대학교 전자공학과
(공학사)
1998년: 중앙대학교 전자공학과
(공학석사)
1998년~현재: 현대전자 통신연
구소 연구원

<연구분야> 광통신, 무선통신시스템



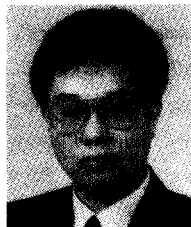
임 연 섭(Youn-Sub Lim) 정회원
1968년 7월 8일생
1997년: 중앙대학교 전자공학과
(공학사)
1997년~현재: 중앙대학교 전
자공학과 석사
과정

<연구분야> 광통신, Micro-
wave-Photonics, 광 스위칭 시스템 및 소자



이 정 호(Jeong-Ho Lee) 정회원
1971년 9월 12일생
1996년: 중앙대학교 전자공학
과(공학사)
1998년: 중앙대학교 전자공학과
(공학석사)
1998년~현재: 현대전자 통신연
구소 연구원

<연구분야> 광통신, 광 스위칭 시스템 및 소자



최 영 완(Young-Wan Choi) 정회원
1962년 5월 30일생
1985년: 서강대학교 전자공학과
(공학사)
1987년: 버팔로 뉴욕주립대
(SUNY st Buffalo), 전
기 및 컴퓨터공학과(공
학석사)

1992년: 버팔로 뉴욕주립대 (SUNY st Buffalo), 전기
및 컴퓨터공학과(공학박사)

1992년~현재: 중앙대학교 전자공학과 부교수

<연구분야> 광 스위칭 시스템 및 소자, 광통신,
Microwave-Photonics, Optical-CDMA