

광 무선통신시스템에서 대기 교란으로 인한 광 가우시안 펄스의 펄스 퍼짐과 부호 간 간섭에 관한 연구

정진호[†]

호서대학교 전기정보통신공학부

⊕ 336-795 충남 아산시 배방면 세출리 산 29-1

(2005년 11월 18일 받음, 2005년 10월 10일 수정본 받음)

광 펄스가 대기 채널을 통해 전송될 때, 광 펄스는 대기 교란에 의해 감쇄되고 퍼지게 된다. 이러한 펄스 퍼짐이 인접 펄스간의 부호 간 간섭을 일으키고, 그 결과 인접한 펄스들은 중첩이 되어 비트전송률 및 무중계 전송거리를 제한하게 된다. 이에, 본 논문에서는 시간적 모멘트 함수를 이용하여 대기 교란상태에서 부호 간 간섭을 교란 상태를 나타내는 굴절률 구조상수로 구하고, SONET 광 전송방식에서 교란상태에 따른 부호 간 간섭을 수치해석하였다. 그 결과, 교란 정도가 심할수록 부호 간 간섭은 OC-192(9.953 Gb/s) 시스템 이하의 전송률에서는 점차적으로 증가하나, OC-768(39.813 Gb/s) 시스템 이상의 전송률에서는 급격히 증가 후 서서히 수렴함을 알 수 있었다. 또한, OC-48(2.488 Gb/s) 시스템에서는 어떠한 교란상태 하에서도 10 [km] 정도까지 정확한 정보 전송이 가능하나, 100 Gb/s 시스템에서는 10^{-14} [$m^{-2/3}$] 이상, OC-768 시스템에서는 10^{-13} [$m^{-2/3}$] 이상, OC-192 시스템에서는 10^{-12} [$m^{-2/3}$] 이상의 교란상태에서 심한 부호 간 간섭이 발생하여 정확한 정보 전송이 불가능함을 알 수 있었다.

주제어 : Optical wireless communication, Intersymbol interference, Pulse broadening, Pulse propagation, Atmospheric turbulence.

I. 서 론

현재의 무선 통신시스템은 주로 마이크로파를 사용하며, 정보량의 증가와 주파수 할당에 어느 정도 한계에 다다르고 있다. 이러한 한계를 극복하기 위한 해결책으로 요구되고 있는 것이 광파를 전송매체로 사용하는 광 무선통신시스템이다. 광 무선통신시스템은 반송파로 광을 사용하며, 넓은 주파수 대역과 초고속 통신이 가능하기 때문에 차세대 무선 통신시스템으로 연구 개발되고 있다.^[1-3] 그러나 광 무선통신시스템은 대기 공간이 전송 채널이며, 이 대기 공간은 통신을 위한 이상적인 전송 매체는 아니며, 대기의 불규칙적인 상태 변화로 인한 정보왜곡이 발생한다.^[4]

이러한 광신호의 왜곡을 일으키는 중요한 인자는 감쇠와 퍼짐이며, 감쇠는 전송되는 광 파장의 적절한 선택에 의해 그 왜곡정도를 어느 정도 줄일 수 있다.^[5] 그러나, 퍼짐은 시스템의 전송속도 및 전송거리를 제한하는 중요한 인자로 작용하므로, 본 논문에서는 두 주파수 상호 코히런트 함수를 이용한 수신 광의 세기로부터 펄스 퍼짐을 구하는 방법^[6-8]과는 달리 시간 모멘트 함수^[9,10]를 이용하여 대기 공간의 불규칙한 변화, 즉 대기 교란 상태를 나타내는 굴절률 구조함수 ($C_n^2[m^{-2/3}]$)에 따른 광 가우시안 펄스의 펄스 퍼짐을 구하고, 그 결과로부터 인접한 부호들 간의 부호 간 간섭 정도를 제시하고자 한다.

II. 교란 대기 채널

광 무선통신시스템은 그림 1과 같이 대기 공간을 전송 매체로 사용하며, 전송 매체인 대기 공간은 대기 상태의 불규칙한 변화로 인해 굴절률이 불규칙적으로 랜덤하게 변하게 된다.^[8,11,12] 이러한 굴절률의 불규칙적이고 랜덤한 변화인 교란으로 인해 광신호는 전송되는 동안 흔들림, 즉 요동이 발생하게 된다. 이러한 광신호의 요동으로 인해 수신단에서 수신될 때, 광신호는 왜곡되어 펄스 퍼짐이 발생되며, 그 결과 인접한 부호간의 간섭이 일어나게 된다. 결국 이러한 결과들은 광통신 시스템의 성능에 중요한 영향을 미치게 된다.^[8,11,12]

이와 같이 대기 교란효과로 인해 발생하는 굴절률의 공간적 요동은 다음 식과 같이 굴절률 구조 함수 ($C_n^2(k)$)와 굴절률 스펙트럼 밀도 함수 ($\phi_n(k)$)로 표현될 수 있으며,^[11-13] 이를 Von Karman의 변형된 굴절률 밀도 함수^[11,12]라 한다.

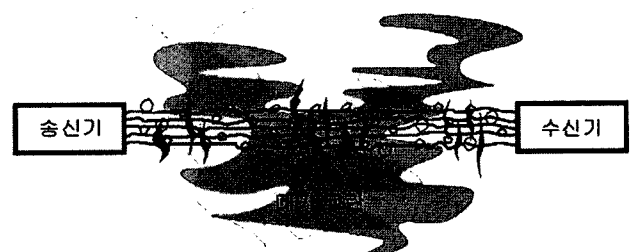


그림 1. 광 무선통신시스템.

[†]E-mail: jhjung@office.hoseo.ac.kr

$$\Phi_n(k) = 0.033 C n^2(h) k^{-11/3} \frac{\exp[-(k/k_m)^2]}{(k_l^2 + k^2)^{-11/6}} \quad (1)$$

여기서, $C_n^2(h)$ 는 굴절률 구조 함수, $k_m=5.92/l_0$, $k_l=1/L_0$ 이며, h 는 대기의 고도, k 는 전파상수, l_0 는 수 [mm] 정도의 크기를 가지는 작은 교란 덩어리, L_0 는 수 [m] 정도의 크기를 가지는 큰 교란 덩어리를 나타낸다. 대기의 교란상태를 나타내는 굴절률 구조함수는 고도에 따라 그 값이 변하나, Tatarski에 의하면 지표상에서 일반적으로 약한 교란상태는 $10^{-17} [m^{-2/3}]$ 값을, 강한 교란상태는 $10^{-12} [m^{-2/3}]$ 정도의 값을 가진다.^[2,13]

III. 펄스 퍼짐과 부호 간 간섭

교란 대기를 통해 광 펄스가 전송될 때, 수신된 펄스는 교란 대기 효과로 인해 펄스 분산이 발생하며, 결국 펄스 퍼짐으로 인해 부호 간 간섭이 발생하여 비트오류률을 증가시켜 전송률을 떨어트리게 된다. 이러한 부호 간 간섭은 전송되는 광 펄스의 분산이 주된 원인이므로, 본 논문에서는 시간적 모멘트 함수를 이용하여 광 펄스의 분산 정도를 유도하고, 그 결과로부터 부호 간 간섭 정도를 제시하고자 한다.

반송파 주파수 ω_0 로 변조된 입력 펄스 및 수신단에서의 출력 펄스는 각각 다음 식으로 표현될 수 있다.

$$v_i(t) = a_i(t) \exp(-j\omega_0 t) \quad (2)$$

$$v_o(t) = a_o(t) \exp(-j\omega_0 t) \quad (3)$$

여기서, $a_i(t)$ 와 $a_o(t)$ 는 각각 입력 펄스 모양, 수신된 펄스의 복소 포락선을 나타낸다. 식 (2)의 입력 펄스 신호와 식 (3)의 출력신호에 대한 푸리에 변환은 각각 다음 식으로 표현된다.

$$V_i(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} v_i(t) \exp(j\omega t) dt = A_i(\omega - \omega_0) \quad (4)$$

$$V_o(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} v_o(t) \exp(j\omega t) dt = A_o(\omega - \omega_0) \quad (5)$$

여기서, $A_i(\omega)$ 와 $A_o(\omega)$ 는 각각 입력 펄스 및 출력 펄스의 복소 포락선에 대한 푸리에 변환을 나타낸다.

따라서, 그림 1과 같이 교란 대기 공간을 통해 전송된 출력 펄스의 복소 포락선은 대기 교란의 영향으로 다음 식과 같이 표현할 수 있다.

$$a_o(\mathbf{r}, z; t) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} A_i(\omega) U(\mathbf{r}, z; \omega + \omega_0) \times \exp(-j\omega t) d\omega \quad (6)$$

여기서, $U(\mathbf{r}, z; \omega)$ 는 대기 교란 상태에서의 전자파의 복소 진폭을 나타내며, \mathbf{r} 는 광원으로부터 전파 거리 z 지점의 횡

단면에 존재하는 위치 벡터이다.

이제, 광 펄스의 분산을 구하기 위한 n 차 모멘트는 다음 식으로 표현된다.^[9-10]

$$\langle M^{(n)}(\mathbf{r}, z) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \langle a_o(\mathbf{r}, z; t) t^n a_o^*(\mathbf{r}, z; t) \rangle dt, \quad n=0, 1, 2, \dots \quad (7)$$

여기서, $\langle \rangle$ 와 $*$ 는 각각 앙상블 평균과 공액복소수를 나타낸다. 식 (6)을 식 (7)에 대입하고, 관계식

$$\int_{-\infty}^{\infty} t^n \exp(j\omega t) dt = 2\pi (-j)^n \delta^{(n)}(\omega)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta^{(n)}(\omega) f(\omega) d\omega = (-1)^n \frac{\partial^n}{\partial \omega^n} f(\omega) \Big|_{\omega=0} \quad (8)$$

을 이용하면(여기서, $\delta^{(n)}(\omega)$ 는 n 차 Dirac 델타 함수), n 차 모멘트는 다음 식으로 된다.

$$\langle M^{(n)}(\mathbf{r}, z) \rangle = \frac{j^n}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial^n}{\partial \omega_d^n} \left[A_i\left(\omega_c + \frac{\omega_d}{2}\right) A_i^*\left(\omega_c - \frac{\omega_d}{2}\right) \times \Gamma_2(\mathbf{r}, \omega_c + \omega_0, \omega_d) \right]_{\omega_d=0} d\omega_c, \quad n=0, 1, 2, \dots \quad (9)$$

여기서, $\Gamma_2(\mathbf{r}, \omega_c + \omega_0, \omega_d)$ 는 두 주파수 ω_1, ω_2 에 대한 상호 코히런트 함수로 다음 식과 같이 정의된다.^[8,14]

$$\Gamma_2(\mathbf{r}, z; \omega_c + \omega_0, \omega_d) \equiv \langle U(\mathbf{r}, z; \omega_1) U^*(\mathbf{r}, z; \omega_2) \rangle \quad (10)$$

여기서, $\omega_c = \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2)$, $\omega_d = \omega_1 - \omega_2$ 이다. 식 (9)에서 1차($n=1$) 모멘트는 z (광원으로부터 전송된 거리) > 0 인 지점에서 평균 도착 시간을 나타내고, 2차($n=2$) 모멘트는 펄스의 퍼짐을 나타내는 자승 평균 펄스폭과 관련이 있으므로, 수신단에서 광 펄스의 퍼짐을 나타내는 분산은 다음 식으로 구해진다.^[8-10]

$$\sigma_b^2 = \frac{\langle M^{(2)} \rangle}{\langle M^{(0)} \rangle} - \left(\frac{\langle M^{(1)} \rangle}{\langle M^{(0)} \rangle} \right)^2 \quad (11)$$

만약 입력 펄스 파형이 가우시안 펄스라면, 가우시안 입력 펄스 파형과 푸리에 변환은 각각 다음 식으로 표현된다.^[7,8]

$$a_i(t) = \exp(-t^2/T_0^2) \quad (12)$$

$$A_i(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-t^2/T_0^2) \exp(j\omega t) dt = \sqrt{\pi} T_0 \exp\left(-\frac{1}{4} \omega^2 T_0^2\right) \quad (13)$$

협대역, near field 가정 하에서 수신기 평면에서의 시준 빔에 대한 두 주파수 상호 상관함수는 다음 식으로 구해진다.^[8,15]

$$\begin{aligned} \Gamma_2(\mathbf{r}, z, \omega_c + \omega_0, \omega_d) \\ = \exp\left(-\frac{2r^2}{W_0^2}\right) \exp\left(-\alpha\omega_d^2 - j\frac{z}{c}\omega_d\right) \end{aligned} \quad (14)$$

여기서, W_0 가우시안 빔의 반경, c 는 광속이고, 파라미터 α 는 다음 식을 나타낸다.

$$\alpha = \frac{2\pi^2 z}{c^2} \int_{-\infty}^{\infty} x \Phi_n(x) dx \quad (15)$$

여기서, $\Phi_n(x)$ 는 식 (1)으로 표현되는 굴절률 스펙트럼 밀도 함수이다.

식 (13)과 식 (14)를 식 (9)에 대입하면 0차, 1차, 2차 모멘트는 각각 다음 식으로 구해진다.

$$\begin{aligned} \langle M^{(0)} \rangle &= \frac{j^0}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial^0}{\partial \omega_d^0} \left[A_i\left(\omega_c + \frac{\omega_d}{2}\right) A_i^*\left(\omega_c - \frac{\omega_d}{2}\right) \right. \\ &\quad \left. \times \Gamma_2(\mathbf{r}, z; \omega_c + \omega_0, \omega_d) \right]_{\omega_d=0} d\omega_c \\ &= \frac{1}{2\pi} (\sqrt{\pi} T_0)^2 \exp\left(-\frac{2r^2}{W_0^2}\right) \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{T_0^2 \omega_c^2}{2}\right) d\omega_c \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \langle M^{(1)} \rangle &= \frac{j}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial \omega_d} \left[A_i\left(\omega_c + \frac{\omega_d}{2}\right) A_i^*\left(\omega_c - \frac{\omega_d}{2}\right) \right. \\ &\quad \left. \times \Gamma_2(\mathbf{r}, z; \omega_c + \omega_0, \omega_d) \right]_{\omega_d=0} d\omega_c \\ &= \frac{1}{2\pi} (\sqrt{\pi} T_0)^2 \left(\frac{z}{c}\right) \exp\left(-\frac{2r^2}{W_0^2}\right) \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{T_0^2 \omega_c^2}{2}\right) d\omega_c \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \langle M^{(2)} \rangle &= \frac{j^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial^2}{\partial \omega_d^2} \left[A_i\left(\omega_c + \frac{\omega_d}{2}\right) A_i^*\left(\omega_c - \frac{\omega_d}{2}\right) \right. \\ &\quad \left. \times \Gamma_2(\mathbf{r}, z; \omega_c + \omega_0, \omega_d) \right]_{\omega_d=0} d\omega_c \\ &= \frac{1}{2\pi} (\sqrt{\pi} T_0)^2 \exp\left(-\frac{2r^2}{W_0^2}\right) \\ &\quad \times \left(\frac{T_0^2}{4} + \left(\frac{z}{c}\right)^2 + 2\alpha \right) \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{T_0^2 \omega_c^2}{2}\right) d\omega_c \end{aligned} \quad (18)$$

식 (16)~(18)을 식 (11)에 대입하면 분산은 다음 식으로 구해진다.

$$\sigma_b^2 = \left(\frac{T_0^2}{4} + \left(\frac{z}{c}\right)^2 + 2\alpha \right) - \left(\frac{z}{c}\right)^2 = \frac{T_0^2}{4} + 2\alpha \quad (19)$$

따라서, 펄스 퍼짐은 입력 펄스의 폭으로부터 퍼지므로 다음 식과 같이 된다.

$$T_w = \sqrt{4\sigma^2} = (T_0^2 + 8\alpha)^{1/2} \quad (20)$$

즉, 식 (20)으로부터 교란 대기 채널을 통해 전송되는 광

가우시안 펄스의 폭 퍼짐 정도를 알 수 있으므로, 부호 간 간섭^[16,17]은 다음 식으로 구해진다.

$$ISI = \exp\left[-\left(\frac{\sqrt{2} t}{(T_0^2 + 8\alpha)^{1/2}}\right)^2\right]_{t=T_0} \quad (21)$$

IV. 수치해석 및 결과 고찰

교란 대기를 통해 전송되는 광 가우시안 펄스의 교란 대기 상태에 따른 부호 간 간섭을 수치해석하고 그 결과를 고찰하기 위해, 본 논문에서는 광원의 파장으로 현재 일반적인 광통신용 파장인 1.55 [μm], 작은 교란 덩어리의 크기(l_0)는 1 [mm], 큰 교란 덩어리 크기(L_0)는 1 [m]로 하였다. 그리고 대기 교란상태를 나타내는 굴절률 구조상수(C_n^2)의 값은 아주 약한 교란상태인 10^{-17} [$\text{m}^{-2/3}$]부터 아주 강한 교란상태인 10^{-12} [$\text{m}^{-2/3}$]까지로 하였으며, 전송거리는 10 [km]에서 전송률은 SONET 광 전송방식인 OC-48(2.488 Gb/s), OC-192(9.953 Gb/s), OC-768(39.813 Gb/s), 및 100 Gb/s의 초고속전송에 대해 수치해석하였다.

그 결과가 그림 2, 3, 4에 나타나있으며, 그림 2는 대기 교란상태에 따른 부호 간 간섭 정도를 나타낸다. 그림 2로부터 교란 정도가 심할수록, 그리고 전송속도가 빠를수록 부호 간 간섭은 OC-192 방식이하의 전송률에서는 점차적으로 증가하나, OC-768 방식이상에서는 급격히 증가 후 서서히 증가함을 알 수 있다. 그림 3 (a), (b), 그리고 (c)는 각각 SONET 전송방식인 OC-48, OC-192, OC-768 전송방식으로 전송된 펄스의 정규화 강도를 나타내며, $t = T_0$ (펄스폭)에서 대기 교란상태에 따른 부호 간 간섭의 정도를 나타낸다. 그림 3 (a)로부터 OC-48 방식에서는 아주 강한 교란상태인 10^{-12} [$\text{m}^{-2/3}$]까지도 부호 간 간섭 정도가 20.9% 미만으로 광 가우시안 펄스가 원만히 전송될 수 있음을 알 수 있다. 그림 3 (b)의 OC-192 방식에서는 강한 교란상태인 10^{-13} [$\text{m}^{-2/3}$] 이하의 교란 대기상태에서는 부호 간 간섭이 25.1% 이하로 광 가우시안 펄스의 전송이 비교적 가능하나, 아주 강한 교란상태인 10^{-12} [$\text{m}^{-2/3}$]에서는 부호 간 간섭이 69.3%로 광 가우시안 펄

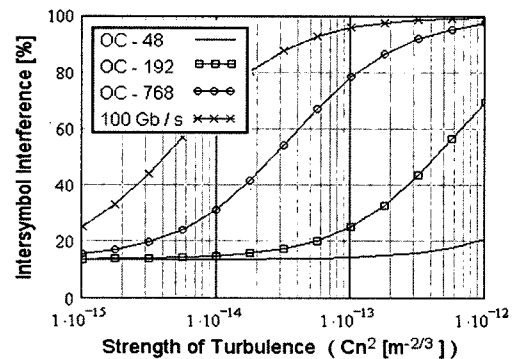
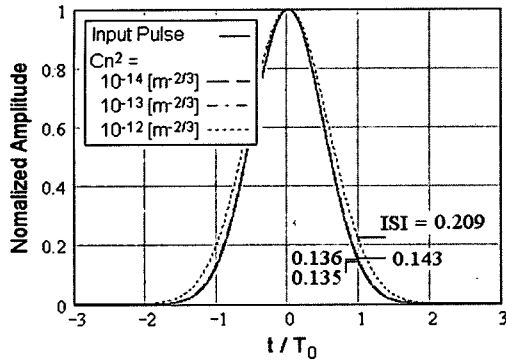


그림 2. 대기 교란상태에 따른 부호 간 간섭.

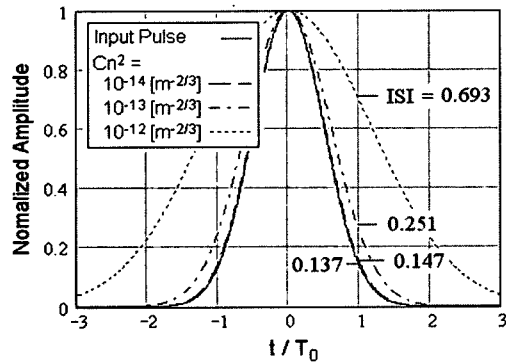
스가 제대로 전송될 수 없음을 알 수 있다. 그러나, OC-768 방식에서는 중간 교란상태인 $10^{-14} [m^{-2/3}]$ 에서부터 31.1%로 전송에 영향을 줄만큼 부호 간 간섭이 일어나기 시작하여, $10^{-13} [m^{-2/3}]$ 이상의 강한 교란상태부터는 신호가 제대로 전

송되기 힘들만큼 대단히 큰 부호 간 간섭(78.2% 이상)이 발생함을 알 수 있다. 이러한 교란상태 하에서의 부호 간 간섭 정도를 퍼센트 값으로 표에 자세히 나타내었다. 도표로부터 OC-192 전송률에서는 아주 강한 교란상태인 $10^{-12} [m^{-2/3}]$ 에서, OC-768 전송률에서는 강한 교란상태인 $10^{-13} [m^{-2/3}]$ 부터, 100 Gb/s 전송률에서는 중간 교란상태인 $10^{-14} [m^{-2/3}]$ 부터 정 보가 제대로 전송될 수 없음을 알 수 있다.

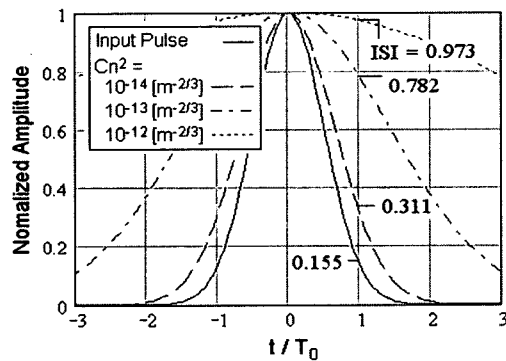
이상의 결과들은 그림 4에 나타난 교란 대기 공간을 통해 전송되는 1101 광 가우시안 펄스열로부터 확실히 알 수 있다. 그림 4(a)는 송신기에서 송출되는 1101 광 가우시안 펄스열을 나타내며, 그림 4(b), (c), 그리고 (d)는 교란 대기상태 가 $10^{-14} [m^{-2/3}]$, $10^{-13} [m^{-2/3}]$, $10^{-12} [m^{-2/3}]$ 일 때, 각각 OC-48,



(a) OC-48.



(b) OC-192.

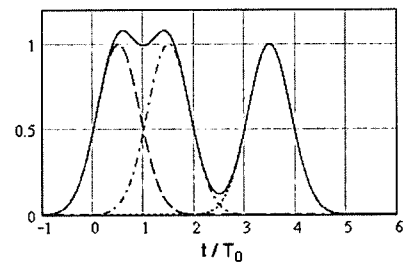


(c) OC-768.

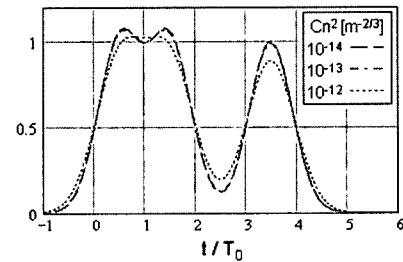
그림 3. 교란 대기상태에 따른 정규화 강도.

표. SONET 전송률과 대기 교란상태에 따른 부호 간 간섭 [%]

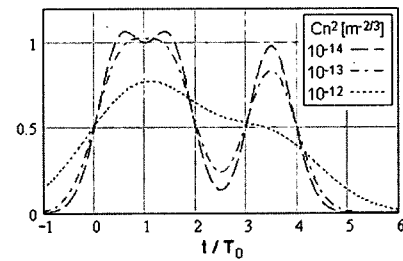
전송방식	$C_n^2 [m^{-2/3}]$	10-17	10-16	10-15	10-14	10-13	10-12
OC-48 (2.488 Gb/s)		13.53	13.53	13.54	13.61	14.28	20.93
OC-192 (9.953 Gb/s)		13.54	13.55	13.65	14.74	25.08	69.33
OC-768 (39.813 Gb/s)		13.55	13.73	15.46	31.12	78.20	97.27
100 Gb/s		13.66	14.75	25.18	69.51	95.75	99.56



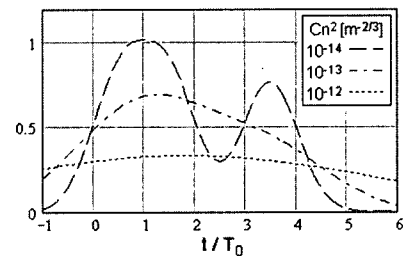
(a) 초기 펄스열.



(b) OC-48.



(c) OC-192.



(d) OC-768.

그림 4. 교란 대기를 통해 전송된 광 가우시안 1101 펄스열.

OC-192, OC-768 전송방식으로 전송된 광 가우시안 1101 펄스열을 나타낸다. 그림 4(b)의 OC-48 전송방식에서는 어떠한 대기 교란상태 하에서도 부호 간 간섭이 비교적 적어 그림 4(a)의 송출 펄스열과 거의 유사하므로 10 [km] 떨어진 수신단에서 1101의 광 정보를 비교적 정확히 전송할 수 있음을 보여준다. 그러나, 그림 4(c)의 OC-192 전송방식에서는 10^{-13} [$m^{-2/3}$] 이하의 교란 상태에서는 1101 가우시안 펄스가 비교적 정확히 전송되나, 10^{-12} [$m^{-2/3}$]의 아주 강한 교란상태에서는 펄스폭이 넓어져 심각한 부호 간 간섭으로 초기 1101이 아니라 거의 1111의 정보가 수신단에 수신됨을 보여준다. 결국 10^{-12} [$m^{-2/3}$]의 아주 강한 교란상태에서는 원래의 정보가 아닌 다른 정보가 수신됨으로써 정확한 통신이 불가능함을 알 수 있다. 그림 4(d)의 OC-768 전송방식에서는 10^{-14} [$m^{-2/3}$]이하의 교란상태에서는 적은 부호 간 간섭으로 1101 광 가우시안 펄스가 비교적 정확히 전송되나, 10^{-13} [$m^{-2/3}$]의 강한 교란상태부터는 심각한 부호 간 간섭으로 앞서처럼 초기 1101이 아닌 다른 정보신호가 수신단에 수신됨을 보여준다.

V. 결 론

광 디지털 펄스 신호가 통신 채널을 통해 전송될 때 펄스는 여러 가지 원인으로 인해 찌그러짐이 발생하며, 이러한 찌그러짐으로 인해 비트 오류가 발생하여 정보가 제대로 전송되지 못하게 된다. 현재의 통신시스템은 디지털 통신이 주도하므로 본 논문에서는 디지털 광 정보 신호가 광 무선채널인 대기 공간을 통해 전송될 때, 대기 교란이 전송되는 펄스에 미치는 여러 가지 영향중에서 디지털 통신시 전송률과 비트오류률에 가장 중요한 인자인 펄스의 분산을 구함으로써 인접 부호 간 간섭 정도에 대해 고찰하고, 교란상태와 전송률에 대해 수치해석함으로써 인접 신호간의 부호 간 간섭 정도를 분석하였다. 그 결과, OC-48 전송률에서는 어떠한 교란상태 하에서도 10 [km] 정도까지 정확한 정보 전송이 가능하며, 비교적 중간 교란상태 (10^{-15} [$m^{-2/3}$]) 이하에서는 100 Gb/s 전송률까지도 부호 간 간섭 정도가 25.18%(초기 13.5%) 이하로 부호 간 간섭이 거의 미소하여 비교적 정확한 정보 전송이 가능함을 알 수 있다. 그러나, 100 Gb/s 전송률에서는 10^{-14} [$m^{-2/3}$] 이상, OC-768 전송률에서는 10^{-13} [$m^{-2/3}$] 이상, OC-192 전송률에서는 10^{-12} [$m^{-2/3}$] 이상의 교란상태에서 확연한 펄스 퍼짐으로 심한 부호 간 간섭이 발생하여 정확한 정보 전송이 불가능함을 알 수 있다. 특히, 10^{-12} [$m^{-2/3}$]인 아주 강한 교란 상태에서는 10 Gb/s 이상의 초고속 전송률로 10 [km]까지도 무선 광통신이 불가능함을 알 수 있다. 이상의 결과들은 미래 무선 광통신시스템의 설계 데이터로 유용하게 활용될 수 있을 것이며, 앞으로 이러한 문제를 해결할 수 있는 교란 보상방법에 대한 연구가 진행되어야 할 것이다.

참고문헌

- [1] Isaac I. Kim, Joseph Koontz, Harel Hakakha, Prasanna Adhikari, Ron Stieger, Carter Moursund, Micah Barclay, Alyssa Stanford, Richard Ruigrok, John Schuster, and Eric Korevaar, "Measurement of scintillation and link margin for the TerraLink™ laser communication system," Proc. of SPIE The Int. Soc. for Opt. Eng., vol. 3232, pp. 100-118, 1998.
- [2] J. Lesh, "Free space laser communications," *The IEEE conference on Lasers and Electro Optics(CLEO) '99*, pp. 316, 1999.
- [3] M. A. Al-Habash, L. C. Andrews, and R. L. Phillips, "Mean Fade Time of an Optical Communication Channel Under Moderate-To-Strong Atmospheric Turbulence," *Proc. of SPIE The Int. Soc. for Opt. Eng.*, vol. 3914, pp. 468-476, 2000.
- [4] Christopher C. Davis, and Igor I. Smolyaninov, "The Effect of Atmospheric turbulence on Bit-Error-Rate in an On-Off-Keyed Optical Wireless System," *Proc. of SPIE The Int. Soc. for Opt. Eng.*, vol. 4489, pp. 126-137, 2002.
- [5] Timothy L. Grotzinger, "The effects of atmospheric conditions on the performance of free-space infrared communications," *Proc. of SPIE Free-Space Laser Communication Technologies III*, vol. 1417, pp. 484-495, 1991.
- [6] I. Sreenivasiah and Akira Ishimaru, "Two-frequency mutual coherence function and pulse propagation in a random medium: An analytic solution," *Appl. Optics*, vol. 18, no. 10, pp. 1613-1618, 1979.
- [7] C. Y. Young, A. Ishimaru, and L. C. Andrews, "Two-frequency mutual coherence function of a Gaussian beam pulse in weak optical turbulence: an analytic solution," *Appl. Opt.*, vol. 35, no. 33, pp. 6522-6526, 1996.
- [8] Cynthia Y. Young, Larry C. Andrews, and Akira Ishimaru, "Time-of-arrival fluctuations of a space-time Gaussian pulse in weak optical turbulence : an analytic solution," *Appl. Opt.*, vol. 37, no. 33, pp. 7655-7660, 1998.
- [9] C. H. Liu and K. C. Yeh, "Pulse spreading and wandering in random media," *Radio Sci.* 14, pp. 925-931, 1979.
- [10] C. H. Liu and K. C. Yeh, "Propagation of pulsed beam waves through turbulence, cloud, rain, or fog," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 67, no. 9, pp. 1261-1266, 1977.
- [11] Sherman Karp, Robert M. Gagliardi, Steven E. Moran, and Larry B. Stotts, *Optical Channels*, Plenum Press, New York, 1988.
- [12] Akira Ishimaru, *Wave Propagation and Scattering in Random Media*, vol. 1-2, Academic Press, Inc., 1978.
- [13] V. I. Tatarski, *Wave Propagation in a Turbulent Medium*, McGraw-Hill, New York, 1961.
- [14] Shin Tsy Hong, I. Sreenivasiah, and Akira Ishimaru, "Plane Wave Pulse Propagation Through Random Media," *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. AP-25, no. 6, pp. 822-828, 1977.

- [15] Deborah E. Kelly, Cynthia Y. Young, and Larry C. Andrews, "Temporal broadening of ultrashort space-time Gaussian pulses with applications in laser satellite communication," *Proc. of SPIE The Int. Soc. for Opt. Eng.*, vol. 3266, pp. 231-240, 1998.
- [16] Masaki Amemiya, "Pulse Broadening due to Higher Order Dispersion and its Transmission Limit," *IEEE J. Lightwave Tech.*, vol. 20, no. 4, pp. 591-597, 2002.
- [17] S. K. Ramesh, C. A. Goben, V. Aalo, and O. Ugweje, "Modeling and Evaluation of Intersymbol Interference (ISI) in Coherent Optical Communications," *Proc. of SPIE Coherent Tech. in Fiber Optic Systems*, vol. 568, pp. 32-39, 1985.

Pulse Broadening and Intersymbol Interference of the Optical Gaussian Pulse Due to Atmospheric Turbulence in an Optical Wireless Communication System

Jin-Ho Jung[†]

School of Electrical and Telecommunication Engineering, Hoseo University, Asan, ChungNam, 336-795, KOREA

[†]*E-mail: jhjung@office.hoseo.ac.kr*

(Received November 18, 2004, Revised manuscript October 10, 2005)

When an optical pulse propagates through the atmospheric channel, it is attenuated and spreaded by the atmospheric turbulence. This pulse broadening produces the intersymbol interference(ISI) between adjacent pulses. Therefore, adjacent pulses are overlapped, and the bit rates and the repeaterless transmission length are limited by the ISI. In this paper, the ISI as a function of the refractive index structure constant that presents the strength of atmospheric turbulence is found using the temporal momentum function, and is numerically analyzed for the basic SONET transmission rates. The numerical results show that ISI is gradually increasing at the lower transmission rate than the OC-192(9.953 Gb/s) system and is slowly converging after rapid increasing at the higher transmission rate than the OC-768(39.813 Gb/s) system as the turbulence is stronger. Also, we know that accurate information transmission is possible to 10[km] at the OC-48(2.488 Gb/s) system under any atmospheric turbulence, but is impossible under the stronger turbulence than 10^{-14} [$m^{-2/3}$] at the 100 Gb/s system, 10^{-13} [$m^{-2/3}$] at the OC-768 system, and 10^{-12} [$m^{-2/3}$] at the OC-192 system, because the ISI is seriously induced.

OCIS Codes : 060.4510, 060.5530, 260.2030, 010.1300, 010.1330.