

단락된 가우스 광이 광학 디스크 재생 신호에 미치는 영향*

박성종 · 정창섭

전남대학교 자연과학대학 물리학과

(1996년 8월 5일 받음)

본 연구에서는 가우스 진폭을 갖는 입사광의 단락된 정도와 광학 디스크 상의 bump의 형태가 재생 신호에 미치는 영향과 디스크 bump에 맺히는 회절광 PSF(point spread function)와의 관계를 알아보기 위해 스칼라 회절 이론을 사용하였다. 단락된 가우스 진폭으로 $\sigma=0, 0.5, 1.5, 2.5$ 인 경우를 고려하였으며, bump의 높이는 $n\Delta_0 = \lambda/4$ 로서, 이는 위상 높이 $\Phi_0 = \pi$ 가 된다. 또한 본 연구에서 고려한 bump 형태 즉 직사각형($\Delta p_0=0$)과 준 원추형($\Delta p_0=p_0/2$) 그리고 원추형($\Delta p_0=p_0$)의 세 가지 경우이다. 본 연구에서 고려한 입사광의 단락된 정도가 작을수록 bump에 맺는 중심 회절상의 반경이 작게 나타났으며, 이때 재생 신호의 극대치는 입사광의 단락된 정도가 큰 경우보다 크게 나타났고, bump의 크기도 작게 나타났다. 이러한 결과들로부터 입사광의 단락된 정도가 작을수록 광학 디스크로부터 큰 재생 신호를 얻을 수 있으며, cross-talk가 줄어들음을 알 수 있었다. 그러므로 실제 광학 디스크에 가능한 단락된 정도가 작은 가우스 진폭을 갖는 레이저 광을 입사광으로 사용하면 유용하리라 생각된다.

I. 서 론

각 연구소 및 산업 현장에서는 막대한 정보를 효율적으로 사용하고, 보관하기 위해 기록 용량의 대형화와 기록 재생의 효율화에 대한 연구가 활발하게 진행되고 있다.

Hopkins^[1]는 주기적인 형태를 갖고 있는 광학 video 디스크에 스칼라 회절 이론을 적용하였고, Jipson^[2] 등은 2차원 FFT(fast fourier transform)를 이용하여 재생 장치에 대한 연구를 하였으며, Braat^[3]는 고밀도 광학 디스크에 대하여 연구한 바 있다. 또한 실제 광학 디스크 상의 정보를 저장하는 bump에 대한 연구는 Nagashima^[4]의 V형 groove 형태의 bump에 대한 연구가 있으며, 본 연구실에서도 광학 디스크의 bump 형태가 재생 신호에 미치는 영향에 대해 발표한 바 있다^[5]. 최근에는 Takaya^[6] 등에 의해서 초분해능을 이용한 고밀도 광학 디스크에 대한 연구가 활발하게 진행되고 있다.

실제 광학 디스크에서 재생 신호를 읽기 위해 디스크에 입사되는 광은 레이저 광으로, 본 연구에서는 스칼라 회절 이론을 사용하여, 가우스 진폭을 갖는 레이저 광의 단락된 정도에 의해서 광학 디스크 상의 재생 신호에

미치는 영향과 이들 광선들이 디스크 상의 bump의 형태에 따라 재생 신호에 미치는 영향, 그리고 디스크에 맺히는 회절광 PSF와의 관계를 조사하였다.

II. 이 론

2.1 회절이론

초점 F 를 포함한 초평면상의 한 점 Q 에서의 복소진폭 U_Q 는 Huygens-Fresnel 적분에 의하여

$$U_Q = \left(\frac{in}{\lambda}\right) \iint_A U_p \frac{\exp(-iknR)}{R} dA \quad (1)$$

로 주어지며, 여기서 λ 는 파장, $k=2\pi/\lambda$ 그리고 dA 는 W 상의 면소이다. 만일 디스크의 반사율이 1이라면 Q 점에서 반사된 광의 실수진폭(real amplitude)은 반사전과 같으며, 위상만 π 만큼 변하게 된다. 따라서 F 점에 높이 Δ 의 bump가 있다면, 위상 변화는 반사에 의한 위상 변화 뿐만 아니라, 높이 Δ 에 의한 위상 변화도 있게 되어 Q 점의 bump에서 반사되는 빛의 복소진폭은

$$U'_Q = \exp[i(\pi + \Phi)] U_Q \quad (2)$$

로 주어지게 된다. 여기서 Φ 는 bump의 높이 Δ 에 의한 위상 높이로서 $\Phi=4\pi(n\Delta/\lambda)$ 로 주어지며, bump 밖에서 영이 된다. 또한 λ 는 사용하는 입사광의 파장이고, n 은

*본 연구는 한국과학재단의 1996년도 핵심전문연구의 연구비에 의해 수행된 과제임

디스크를 이루는 물질의 굴절률이다.

Bump로부터 회절 되어 되돌아가는 광의 복소진폭을 W 상의 P' 과 같은 점에서 구하기 위하여 Huygens-Fresnel 적분을 한번 더 사용하면 P' 점에서의 복소진폭은

$$U_{P'} = \left(\frac{in}{\lambda}\right) \iint_B U'_Q \frac{\exp(-iknR')}{R'} dB \quad (3)$$

과 같다. 여기서 $R' = QP'$ 이며 dB 는 Q 점의 초평면상의 면소이다. 복소진폭 U_Q 와 U'_Q 은 초점 영역 밖에서는 무시할 정도이기 때문에 적분 영역을 초평면 전체로 하였으며, U_Q 와 U'_Q 에 대한 식 (1)과 (2)를 (3)에 대입하고 $i^2 \exp(i\pi) = +1$ 임을 이용하면 식 (3)은 다시

$$U_{P'} = \left(\frac{n}{\lambda}\right)^2 \iint_A \iint_B U_P \frac{\exp(i\Phi) \exp[-ikn(R+R')]}{RR'} dAdB \quad (4)$$

으로 표현된다.

식 (4)를 Hopkins 좌표계를 사용하여 다시 표현하면, 초평면에 놓여 있는 디스크의 bump에서 회절 되어 P' 점에 되돌아오는 파의 복소진폭 $U_{P'}$ 는

$$U_{P'} = \exp(-i2knR_0) \iint_A \iint_B U_P \exp(i\Phi) \exp(-2\pi i[(x-x')u + (y+y')v]) dx dy du dv \quad (5)$$

와 같이 표현된다.

여기서 $U_{P'}$ 와 U_P 그리고 Φ 를 각각 (x, y) 와 (u, v) 로 바꾸어 표현하면

$$\begin{aligned} U_{P'} &= f'(x', y') \\ U_P &= f(x, y) \quad \in \text{Aperture} \\ &= 0 \quad \notin \text{Aperture} \\ \Phi &= \Phi(u, v) \quad \in \text{Bump} \\ &= 0 \quad \notin \text{Bump} \end{aligned} \quad (6)$$

이 되므로, 식 (6)의 구간을 고려하면 식 (5)는

$$f'(x', y') = \exp(-i2knR_0) \iint_{-x}^{+x} \iint_{-x}^{+x} f(x, y) \exp[i\Phi(u, v) \cdot \exp(-2\pi i[(x-x')u + (y+y')v])] dx dy du dv \quad (7)$$

로 표현된다.

본 논문에서 고려하는 bump는 원형이며 중심 축에 대하여 대칭인 형태를 갖는데 환산 극좌표를 사용하면 입사파와 회절파의 복소진폭을 나타내는 $f(x, y)$ 와 $f'(x', y')$

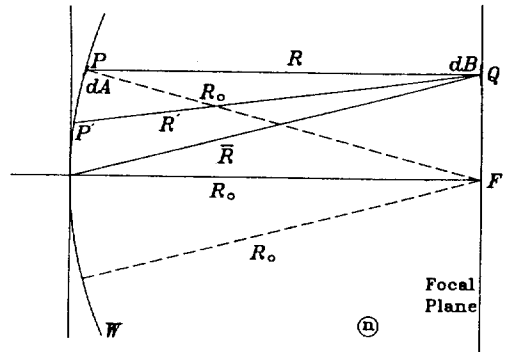


그림 1. 광 디스크에서의 회절광.

$y')$ 를 각각 $f(r)$ 과 $f'(r')$ 을 사용하여 나타낼 수 있다. 식 (7)에 포함된 적분 변수 (x, y) 와 (u, v) 그리고 (x', y') 는 각각 (r, ϕ) 와 (p, ψ) 그리고 (r', ϕ') 의 극좌표로 표현하고 이를 다시 ϕ 와 ψ 에 대하여 적분을 하면

$$f'(r') = (2\pi)^2 \int_0^{r_0} \int_0^{2\pi} f(r) \exp[i\Phi(p)] J_0(2\pi pr') r p dr dp \quad (8)$$

로 주어진다. 여기서 환산 동경 좌표인 r 의 최대치가 1인 원형 동을 사용하였으며, $J_0(\cdot)$ 은 Bessel 함수를 나타낸다. 그러나 식 (8)은 무한 적분 형태로 실제 수치적 적분을 수행하기 어렵다. 이러한 어려움을 제거하기 위해 식 (8)에 포함된 지수항 $\exp[i\Phi(p)]$ 를

$$\begin{aligned} G(p) &= 1 - \exp[i\Phi(p)] & p \leq p_0 \\ &= 0 & p > p_0 \end{aligned} \quad (9)$$

와 같이 정의하여, 식 (8)에 식 (9)를 대입하면

$$f'(r') = (2\pi)^2 \int_0^{r_0} \int_0^{2\pi} f(r) J_0(2\pi r) J_0(2\pi pr') r p dr dp - (2\pi)^2 \int_0^{p_0} \int_0^{2\pi} f(r) G(p) J_0(2\pi pr) J_0(2\pi pr') r p dr dp \quad (10)$$

으로 표현될 수 있으며, 여기서 첫째 항이 $f(r')$ 의 Fourier Bessel 적분⁷⁾을 나타내고 있으므로 식 (10)은

$$f'(r') = f(r') - (2\pi)^2 \int_0^{p_0} G(p) J_0(2\pi pr) J_0(2\pi pr') r dr dp \quad (11)$$

으로 표현되며, 파면 W 로 회절 되어 되돌아가는 파의 강도는 다음과 같이 표현된다.

$$I'(r') = |f'(r')|^2 \quad (12)$$

3.2 Bump의 형태와 $f(r)$

가장 이상적인 bump의 형태는 그림 2(a)와 같이 높

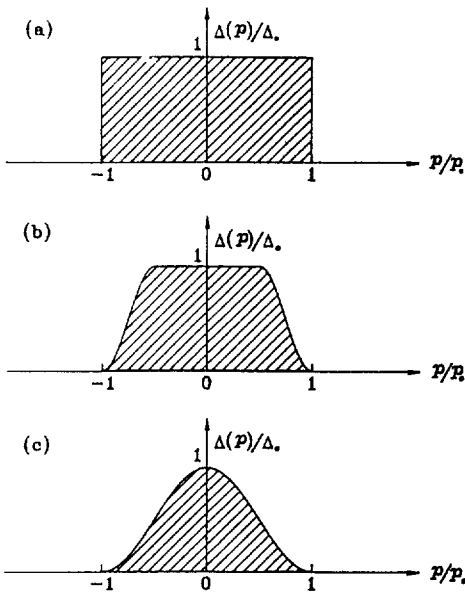


그림 2. 디스크 상의 bump; (a) 직사각형, (b) 준 원추형, (c) 원추형

이가 Δ_0 인 직사각형 bump이지만 실제 제작 과정에서 bump는 직사각형이 되지 못하고 양쪽 끝부분이 둥글게 되어지기 때문에 본 논문에서는 그림 2(b)와 2(c) 같이 반 원추형과 원추형의 bump 형태를 가정하여, 가우스 진폭의 단락된 정도와 이들 bump의 형태에 따른 재생 신호의 변화를 고찰해 보고자 한다. 이들 세 개의 bump 형태는 높이를 $\Delta(p)$ 로써 표현했으며, 이는 다시 bump의 중앙에서의 높이 Δ_0 로 규격화하여 bump의 중앙에서 bump의 높이가 1이 되도록 하였으며, 마찬가지로 bump의 크기를 bump의 끝점 p_0 로 규격화하여 그림 2에서와 같이 bump의 끝이 -1과 1에서 끝나도록 하였다. 또한 bump의 위상 높이는 $\Phi(p)$ 로 표현되며, bump에서 위치 p 가 달라짐에 따라 $\Phi(p)$ 는 달라지게 되므로 bump의 형태에 따라 bump에서 반사되는 광량이 변화하게 되어 재생 신호가 bump의 형태에 따라 변하게 된다.

본 논문에서는 중심 축에 대하여 대칭인 형태를 갖는 원형 bump를 고려하였으며, 이 때 bump의 높이는

$$\begin{aligned} \Delta &= \Delta(p) & 0 \leq p \leq p_0 \\ &= 0 & p > p_0 \end{aligned} \quad (13)$$

와 같이 주어지며, 여기서 p 는 초평면상의 F 에 원점을 둔 환산 동경 좌표이며, p_0 는 그림 2에서와 같이 bump의 외부 반경을 나타낸다.

또한 식 (13)으로 주어지는 bump의 높이에 대한 위상 높이는

$$\begin{aligned} \Phi(p) &= \left(\frac{4\pi m}{\lambda}\right)\Delta(p) & 0 \leq p \leq p_0 \\ &= 0 & p > p_0 \end{aligned} \quad (14)$$

로 주어진다.

본 논문에서 고려한 직사각형 bump에 대한 위상 높이는 식 (14)로부터

$$\begin{aligned} \Phi &= \Phi_0 & p \leq p \leq p_0 \\ &= 0 & p > p_0 \end{aligned} \quad (15)$$

로 표현되며, 여기서 $\Phi_0 = 4\pi(n\Delta_0/\lambda)$ 이다.

또한 원추 형태의 bump에 대한 위상 높이는

$$\begin{aligned} \Phi(p) &= \Phi_0 & 0 \leq p \leq (p_0 - \Delta p_0) \\ &= \Phi_0 \sin^2 \left[\pi \left(\frac{p_0 - p}{2\Delta p_0} \right) \right] & (p_0 - \Delta p_0) \leq p \leq p_0 \\ &= 0 & p > p_0 \end{aligned} \quad (16)$$

으로 가정하였는데, 이 bump의 형태는 그림 2(b)에서와 같이 반경이 $(p_0 - \Delta p_0)$ 인 곳까지는 높이가 Δ_0 로 일정하며, p 가 $(p_0 - \Delta p_0)$ 에서 bump가 끝나는 지점 p_0 까지는 bump의 높이가 점차 낮아져, bump가 끝나는 $p = p_0$ 인 점에서 위상 높이는 0이된다. 여기서 만일 $\Delta p_0 = 0$ 이면, 그림 2(a)와 같이 직사각형이 되고, $\Delta p_0 = (1/2)p_0$ 이면, 그림 2(b)와 같이 준 원추형의 bump가 되며, $\Delta p_0 = p_0$ 이면, 그림 2(c)와 같이 원추형의 bump가 된다.

본 연구에서는 입사광으로 가우스 진폭을 갖는 레이저 광을 사용하였으며, 이 때의 $f(r)$ 은

$$\begin{aligned} f(r) &= \exp\left(-\frac{1}{2}\sigma r^2\right) & 0 \leq r \leq 1 \\ &= 0 & r > 1 \end{aligned} \quad (17)$$

으로 표현되며, 여기서 σ 는 단락된 정도를 나타낸다. 본 연구에서는 $T_A(\sigma=0, \Phi_0=\pi)$, $T_B(\sigma=0.5, \Phi_0=\pi)$, $T_C(\sigma=1.5, \Phi_0=\pi)$, 그리고 $T_D(\sigma=2.5, \Phi_0=\pi)$ 인 경우를 고려하였으며, 이 때의 $f(r)$ 은 그림 3과 같다. 여기서 T_A 인 경우는 균일한 진폭에 대한 경우이다.

식 (17)을 식 (11)에 대입하여 입사광으로 단락된 가우스 진폭을 갖는 레이저 광을 사용한 경우의 회절광을 표현하면

$$f'(r') = \exp\left(-\frac{1}{2}\sigma r'^2\right) - (2\pi)^2 \int_0^{p_0} G(p) J_0(2\pi pr') p$$

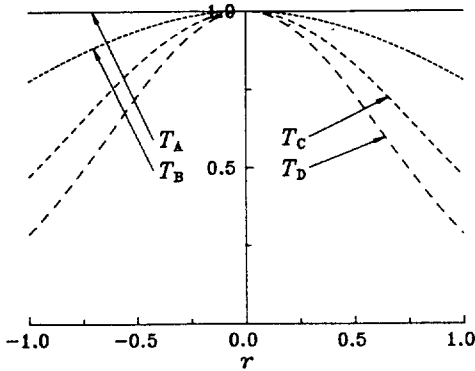


그림 3. 단락된 가우스 진폭을 갖는 입사광: (a) $T_A(\sigma=0, \Phi_0=\pi)$, (b) $T_B(\sigma=0.5, \Phi_0=\pi)$, (c) $T_C(\sigma=1.5, \Phi_0=\pi)$, (d) $T_D(\sigma=2.5, \Phi_0=\pi)$.

$$\int_0^1 \exp\left(-\frac{1}{2}\sigma r^2\right) J_0(2\pi pr) r dr \quad (18)$$

과 같으며, 본 논문에서 고려한 직사각형 bump에 대한 회절광은 식 (18)에 식 (15)을 대입하면 다음과 같이 표현된다.

$$f'(r') = \exp\left(-\frac{1}{2}\sigma r'^2\right) - (2\pi)^2 [1 - \exp(i\Phi)]$$

$$\int_0^{p_0} J_0(2\pi pr') p \int_0^1 \exp\left(-\frac{1}{2}\sigma r^2\right) J_0(2\pi pr) r dr \quad (19)$$

또한 원추 형태의 bump에 대한 회절광은 식 (18)에 식 (16)을 대입하여 정리하면 다음과 같이 표현된다.

$$f'(r') = \exp\left(-\frac{1}{2}\sigma r'^2\right) - (2\pi)^2 [1 - \exp(i\Phi)]$$

$$\int_0^{p_0 - \Delta p_0} J_0(2\pi pr') p \cdot \int_0^1 \exp\left(-\frac{1}{2}\sigma r^2\right) J_0(2\pi pr) r dr \quad (20)$$

$$- (2\pi)^2 \int_{p_0 - \Delta p_0}^{p_0} \left[1 - \exp\left(i\Phi_0 \sin^2\left[\pi \frac{(p_0 - p)}{2\Delta p_0}\right]\right) \right] J_0(2\pi r') p$$

$$\int_0^1 \exp\left(-\frac{1}{2}\sigma r^2\right) J_0(2\pi pr) r dr \quad (20)$$

3.3 재생신호

입사 광은 objective을 통과하여 광학 디스크의 윗면에서 굴절하여 광학 디스크의 아랫면에 초점을 맺는다. 이 광학 디스크가 회전하면 입사 광은 정보를 읽기 위해서 다른 bump가 연속으로 이루어진 디스크의 아랫면에서 반사되어 objective로 다시 돌아가 신호를 이루게

된다. 만일 bump가 없을 때의 반사된 빛의 총량을 E_0 라 하고, bump에 의해서 감량되어 반사된 빛의 량을 E 라 하면 잃어진 신호는

$$S = \frac{E - E_0}{E_0} = 1 - \frac{E}{E_0} \quad (21)$$

로 정의되며, 이는 objective을 통하여 반사되어 돌아온 빛의 상대적인 감량에 해당된다. 여기서 E_0 와 E 는 모두 사용된 입사 광의 출력과 디스크 밑면의 반사율에 비례하게 되므로 재생 신호 S 도 이들에 따라 변하게 된다.

식 (11)과 (12)로부터 디스크 상의 bump로부터 회절되어 되돌아오는 파의 복소진폭을 계산 할 수 있으며, 이들로부터 개구를 통해 회절 되어 되돌아오는 파의 빛의 총량 E 는

$$E = \int_0^{2\pi} \int_0^1 |f'(r')|^2 r' dr' d\phi = 2\pi \int_0^1 |f'(r')|^2 r' dr' \quad (22)$$

로 표현된다. 만일 디스크에 bump가 없다면, 식 (11)에 주어지는 $G(p)$ 의 값도 모든 p 값에 대하여 0이 되므로 이 경우에 대한 빛의 총량 E_0 는

$$E_0 = 2\pi \int_0^1 |f'(r')|^2 r' dr' \quad (23)$$

이 된다. 따라서 식 (22)와 (23)을 이용하면 광학 디스크의 재생 신호를 계산할 수 있다.

III. 수치결과

그림 4는 가우스 진폭을 갖는 입사광의 단락된 정도가 $\sigma=0, 0.5, 1.5, 2.5$ 인 경우에 bump의 외측 반경 p_0 에 따른 재생 신호 S 의 변화를 나타내고 있으며, bump의 높이는 $n\Delta_0 = \lambda/4$ 로서, 이는 위상 높이 Φ_0 가 π 가 된다. 또한 그림 4에서는 본 연구에서 고려한 bump 형태 즉 직사각형 ($\Delta p_0=0$)과 준원추형($\Delta p_0=p_0/2$) 그리고 원추형($\Delta p_0=p_0$)의 세 가지 경우에 대해서 보여주고 있다.

그림 4로부터 입사광의 단락된 정도가 커질수록 bump의 형태에 관계없이 S 가 조금씩 감소하며, 모든 경우에 $p_0=0$ 에서 $S=0$ 가 되며, bump의 크기 p_0 가 증가할수록 S 는 증가하여 극대치를 가졌다가, 다시 감소하는 경향을 보임을 알 수 있다. 이것은 bump가 없을 때는 디스크가 평면 거울과 같게 되어 아무런 신호를 발생시킬 수 없지만, bump의 반경이 조금씩 커짐에 따라 bump 내의 면에 의한 반사회절 광과 bump 밖의 면에 의한 반사회절 광과의 간섭이 점점 커짐에 따라 S 가 점점 커져 극대치를 갖게 되며, bump의 반경이 매우 커지게

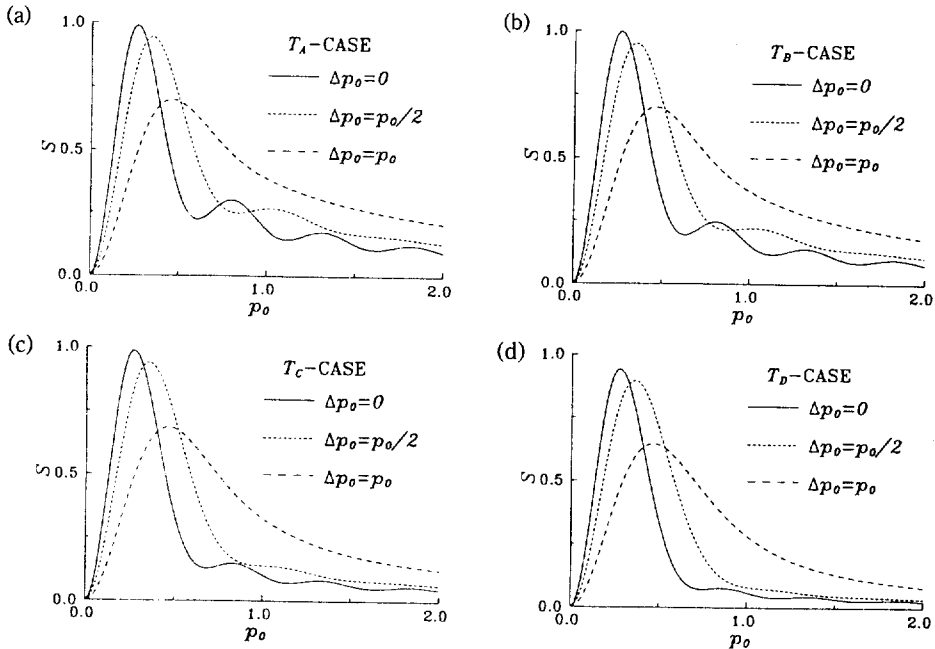


그림 4. 단락된 가우스 진폭과 bump에 따른 재생 신호의 변화;
 (a) $T_A(\sigma=0, \Phi_0=\pi)$, (b) $T_B(\sigma=0.5, \Phi_0=\pi)$, (c) $T_C(\sigma=1.5, \Phi_0=\pi)$, (d) $T_D(\sigma=2.5, \Phi_0=\pi)$.

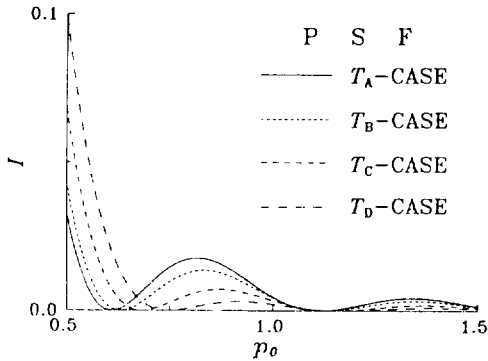


그림 5. 단락된 가우스 진폭을 갖는 입사광이 광학 디스크에 맺는 회절상; (a) $T_A(\sigma=0, \Phi_0=\pi)$, (b) $T_B(\sigma=0.5, \Phi_0=\pi)$, (c) $T_C(\sigma=1.5, \Phi_0=\pi)$, (d) $T_D(\sigma=2.5, \Phi_0=\pi)$.

순으로 큰 값을 나타냈다. 그림 5는 입사광이 bump에서 맺는 회절상 PSF(point spread function)을 나타내고 있으며, 가우스 진폭을 갖는 입사광의 단락된 정도가 증가할수록 중심 회절상의 반경은 증가하며, 제 2, 3, 4,의 극대들은 감소함을 알 수 있다. 이러한 결과들로부터 입사광의 단락된 정도가 클수록 주극대를 갖는 중앙 부분에 많은 양의 빛이 분포되어 있는 반면 제 2, 3, 4 극대들은 강도가 약하기 때문에 입사광의 단락된 정도가 커질수록 S는 빠르게 감소함을 알 수 있으며, bump에 맺힌 중심 회절상의 반경이 작을수록 S가 크게 나타나고, 더 작은 bump에서 극대값이 됨을 알 수 있다. 또한 bump에 맺힌 회절상의 극소점들과 S의 극소점들과 각각 일치함을 알 수 있다.

VI. 결 론

연구에서는 가우스 진폭을 갖는 입사광의 단락된 정도와 bump의 형태에 따른 재생 신호 S의 변화와 bump에 맺힌 회절상 PSF와의 관계를 살펴보았다.

실제로 광학 디스크를 응용하기 위해서는 재생 신호 S가 커야 하며, 이러한 큰 신호를 얻기 위해서는 bump의 외측 반경 p_0 가 어느 정도의 크기를 가지게 된다. 그러나 p_0 가 커지게 되면 인접 bump와 cross-talk가 생기게 되

되면 회절광이 동일 위상면인 bump 반경 내에 회절상을 대부분 맺기 때문에 평면 거울과 같은 역할을 하게 되어 재생 신호는 감소하여 0에 근접하게 된다.

또한 단락된 정도가 커질수록 S의 극대치를 갖는 bump의 크기 p_0 는 증가하며, bump의 크기가 증가함에 따라 S는 빠르게 감소한다. 그리고 $p_0=2.0$ 정도의 큰 외측 반경을 갖는 bump의 경우에 S는 작은 외측 반경을 갖는 bump의 경우와는 반대로 원추형, 준 원추형, 직사각형

므로, cross-talk을 줄이기 위해서는 되도록 작은 bump에 큰 재생 신호를 얻을 수 있어야 한다.

본 연구에서 고려한 입사광의 단락된 정도가 작을수록 bump에 맺는 중심 회절상의 반경이 작게 나타났으며, 이때 재생 신호의 극대치는 입사광의 단락된 정도가 큰 경우보다 크게 나타났고, bump의 크기도 작게 나타났다.

또한 실제 광학 디스크에서 응용할 수 있는 재생 신호의 최소 값은 0.60정도이며, 이 정도 크기의 신호를 얻기 위해서는 직사각형 bump에서는 $p_0=0.15$ 정도로 단락된 정도에 관계없이 일정하였지만, 준 원추형과 원추형에서는 직사각형 bump보다 p_0 가 증가하였으며, 이러한 증가는 입사광의 단락된 정도가 증가할수록 크게 나타났다.

이러한 결과들로부터 단락된 정도가 커지면 커질수록 cross-talk가 커지게 되기 때문에, 가능한 한 입사광은

단락된 정도를 줄이고, bump의 형태는 직사각형에 근접하게 광학 디스크를 제작해야, 큰 재생 신호를 얻을 수 있으며, cross-talk도 줄일 수 있음을 알 수 있었다.

참 고 문 헌

[1] H. H. Hopkins, JOSA, **69**, 4 (1979).
 [2] V. B. Jipson and C.C. Williams, ppl. Opt., , 2202 (1983).
 [3] J. Braat, Appl.Opt., **22**, 2196 (1983).
 [4] Michiyoshi Nagashima, Appl. Phys. Lett., **42** (1993).
 [5] C. S. Chung and H. H. Hopkins, J. Mod. Opt., **42**, 57 (1995).
 [6] Takaya tanabe, Appl.Opt., **34**, 6769 (1995).
 [7] A. Gray and G. B. Matthew, *A Treatise on Bessel Function* (Macmillan,1895), p86.

Influence of Truncated Gaussian Beam on Read-out Signal in Optical Disc

Seong Jong Park and Chang Sub Chung
 Dept. of physics, chonnam university, Kwangju 500-757, Korea

(Received: August 5, 1996)

To investigate influence of the incident beams which have the truncated Gaussian amplitude and of the shapes of bump on read-out signal in an optical disc, and the point spread function on bump, the scalar diffraction theory is used in this paper. We consider the truncated Gaussian amplitudes which are $\sigma=0, 0.5, 1.5,$ and $2.5,$ the height of bump which is given by $n\Delta_0=\lambda/4,$ and the phase height of bump which is then given by $\Phi_0=\pi.$ We also consider the shapes of the bump which are a rectangular shape, a frustoconical shape, and a conical shape. It is shown that as the truncation of incident beam reduces the radius of central spot on bump decreases, the maximum value of read-out signal increases, and that the size of bump decreases. From these results, we get better read-out signal and the reduced cross-talk in optical disc when the truncation of incident beam reduces. Therefore a laser beam having less truncated Gaussian amplitude may useful for an actual optical disc.