

광 Disc에서 Bump(pit)의 형태가 재생신호에 미치는 영향

정 창 섭

전남대학교 물리학과

H. H. Hopkins

Dept. of Physics, Reading University, England

(1993년 9월 22일 받음)

광 disc상의 bump(pit)의 형태가 재생신호에 미치는 영향을 알아보기 위해 스칼라 회절이론을 사용하였다.

이를 위하여 직사각형과 준원추형 그리고 원추형의 bump를 가정하여 신호를 계산한 결과 재생신호는 bump의 형태에 따라 현저한 차이를 보였다. 또한 세가지 bump의 형태중 직사각형 bump에서 가장 좋은 신호를 재생시킬 수 있음을 알 수 있었다. 실제로는 이러한 직사각형의 이상적인 형태의 bump는 제작상 어려움이 있으나 "둥글기" 정도에 따라 만족할만한 재생 신호를 얻을 수 있다는 것을 보였다.

I. 서 론

광 기록(optical recording)은 자기 기록(magnetic recording)에 비하여 용량이 크고 비접촉 등의 장점이 있어 컴퓨터 등의 주변기기에 응용되고 있으며 용량의 대형화와 기록 재생의 효율화에 대하여 현재 많은 연구가 진행되고 있다.

Hopkins^[1]는 주기적인 형태를 갖고 있는 광학 video disc에 스칼라 회절 이론(scalar diffraction theory)을 적용하였고 Jipson^[2] 등은 2차원 FFT(Fast Fourier Transform)을 이용하여 재생장치에 대한 연구를 하였으며 Braat^[3]는 고밀도 광 disc에 대하여 연구한 바 있다. 그러나 실제로 광 disc상의 정보를 저장하는 bump(pit)의 형태에 대한 연구는 Nagashima^[4]의 V형 groove를 갖고 있는 광 disc에 대한 연구 결과를 제외하고는 연구된 바 없는 실정이다. 광 disc상에 실제 제작된 bump(pit)의 형태는 제작과정을 거치면서 직사각형과 원추형 사이의 어떤 형태를 갖게될 것이므로 이들 bump(pit)의 형태가 재생 신호에 미치는 영향은 중요하다 하겠다.

따라서 본 연구에서는 스칼라 회절 이론을 사용하여 광 disc상의 bump(pit)의 형태가 재생 신호에 미치는 영향과 이들 신호들이 균일한 진폭의 빛과 Gauss 진폭을 갖는 레이저에 의해서는 또 어떤 영향을 받는지를 알아보고 이를 규명하는 것을 목적으로 하고 있다.

II. 이 론

광학 disc에서 재생신호를 읽어내는 광학계는 그림 1에 그려져 있다. 레이저의 광속은 렌즈 L를 통과하여 광학 disc의 윗면에서 굴절하여 광학 disc의 아랫면상의 F에 초점을 이루도록 되어 있다. 이 광학 disc가 회전하면 레이저의 광속은 정보를 저장하기 위해 서로 다른 bump가 연속으로 이루어진 disc의 아랫면에서 반사되어 렌즈 L로 다시 돌아가 신호를 이루게 된다. 만일 bump가 없을때의 반사된 빛의 총량을 E_0 라 하고 bump에 의해서 감량되어 반사된 빛의 양을 E 라 하면 읽어진 신호는

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

로 정의되며 이는 렌즈 L를 통하여 반사되어 돌아온 빛의 상대적인 감량에 해당된다. 여기서 E_0 와 E 는 모두 사용된 레이저의 출력과 disc 밑면의 반사율에 비례하게 되므로 신호 S도 이들에 따라 변하게 된다.

가장 단순한 bump의 형태는 그림 2(a)와 같이 높이가 Δ_0 인 직사각형 이지만 제작과정에서 직사각형이 되지 못하고 양쪽 끝부분이 둥글게 되어지기 때문에 본 논문에서는 그림 2(b)와 2(c)와 같이 반 원추형과 원추형의 bump 형태를 가정하여 이들 bump의 형태에 따른 신호 S의 변화를 고찰해 보고자 한다. 이들 세개의 bump

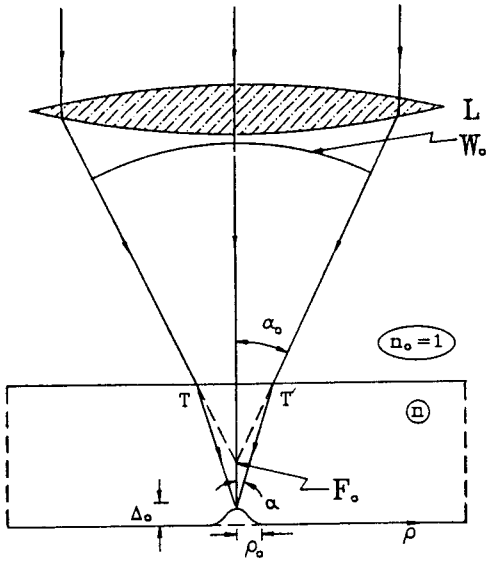


그림 1. 광학 disc에서 재생신호를 얻는 광학계.

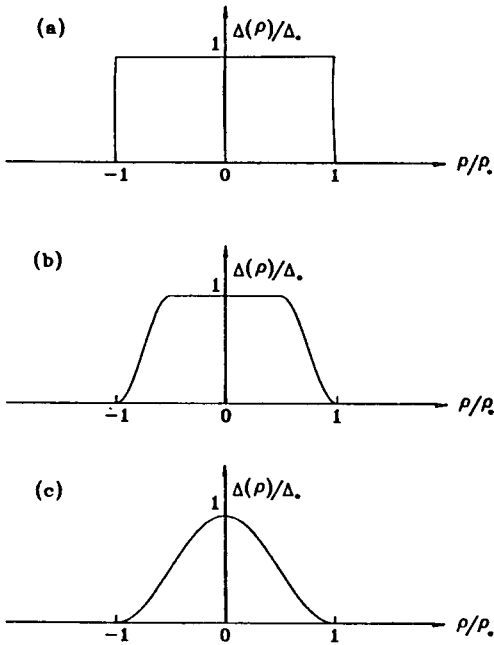


그림 2. 세가지 다른 형태의 bump, (a) 직사각형, (b) 준원추형, (c) 원추형.

형태는 높이를 $\Delta(\rho)$ 로써 표현했으며 이는 다시 bump의 중앙에서의 높이 Δ_0 로 나누워 bump의 중앙에서는 bump의 높이가 1이 되도록 하였고 다시 이를 식 (11)

에서 정의되는 P 를 이용해서 ρ/ρ_0 에 따른 변화로 표현하여 그림 2에서와 같이 bump의 끝이 1과 -1에서 끝나도록 하였다. 그리고 bump의 기하학적인 높이와 위상 높이는 각각 $\Delta(\rho)$ 와 $\Phi(\rho)$ 로 표현했다. 따라서 하나의 bump에서도 위치 ρ 가 달라짐에 따라 $\Phi(\rho)$ 는 달라지게 되므로 bump의 형태에 따라 bump에서 반사되는 레이저의 양이 변화하게 되어 신호가 bump의 형태에 따라 변하게 된다. 여기서 ρ_0 는 bump의 끝점을 나타낸다.

1. 회절 이론

Bump의 형태에 따른 신호의 변화를 고찰하기 위하여 회절 이론을 사용한다. 그림 3에서 촛점 F 를 포함한 초평면상의 복소진폭(complex amplitude)은 그림 3의 파면 W 를 이용하는데 이는 촛점 F 에서 굴절률이 n 인 disc를 향해서 본 것이며 그림 1에서 파면 W_0 가 disc의 윗면 TT' 에서 굴절하여 이루어진 상이다.

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

$$U_Q = \left(\frac{in}{\lambda}\right) \iint_A U_p \frac{\exp(-iknR)}{R} dA \quad (2)$$

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

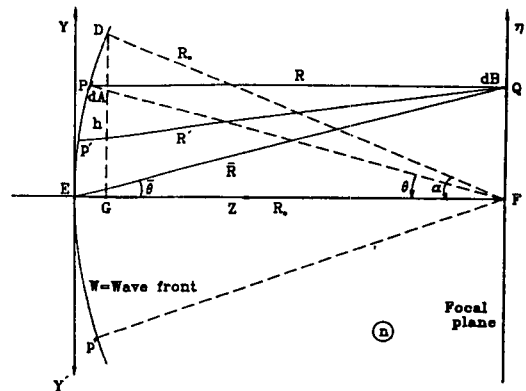


그림 3. 광 disc에서 회절이론.

$$U_Q' = \exp\{i(\pi + \Phi)\} U_Q \quad (3)$$

로 주어지게 된다. 여기서 Φ 는 bump의 높이 Δ 에 의한 위상높이로서 $\Phi = 4\pi(n\Delta/\lambda)$ 로 주워지며 이는 bump 밖에서 영이 된다. 여기서 λ 는 사용하는 레이저의 파장이고 n 은 disc를 이루는 물질의 굴절률이다.

Bump로부터 회절되어 되돌아 가는 beam의 복소진폭을 W상의 p' 와 같은 점에서 구하기 위하여 Huygens-Fresnel 적분을 한번 더 사용하면 p' 점에서의 복소진폭은

$$U_{p'} = \left(\frac{in}{\lambda}\right) \iint_B U_Q' \frac{\exp(-iknR')}{R'} dA \quad (4)$$

와 같다. 여기서 $R' = \overline{QP'}$ 이며 dA 는 Q점의 초평면상의 면소이다. 복소진폭 U_Q 와 U_Q' 은 촛점영역 밖에서는 무시할 정도이기 때문에 적분영역을 초평면 전체로 하였으며 U_Q 와 U_Q' 에 대한 식 (2)과 (3)을 (4)에 대입하고 $i^2 \exp(i\pi) = +1$ 임을 이용하면 (4)식은 다시

$$U_{p'} = \left(\frac{n}{\lambda}\right)^2 \iint_A \iint_B \exp(i\Phi) \frac{\exp(-ikn(R+R'))}{RR'} dAdB \quad (5)$$

이 된다.

2. 좌표계 설정

(5)식에 포함된 R과 R' 그리고 초평면상의 E점을 원점으로 하는 좌표계에서 P점과 Q점의 좌표를 각각 (X, Y, Z)와 (ξ , η , R_0)로 잡고 이들을 그림 3에 2차원적으로 그렸다. (ξ , η) 좌표계에서 세번째 좌표는 $R_0 = EF$ 이며 이것은 파면 W의 반경에 해당된다. 따라서 그림 3에서 P점과 Q점의 좌표가 각각 (X, Y, Z)와 (ξ , η , R_0)로 주어졌다면 R^2 은

$$(PQ)^2 = R^2 = (\xi - X)^2 + (\eta - Y)^2 + (R_0 - Z)^2 \quad (6)$$

로 주어지는데 $(\xi - X)^2$ 과 $(\eta - Y)^2$ 을 전개한 뒤 $R_0^2 = X^2 + Y^2 + (R_0 - Z)^2$ 을 이용하여 정리하면 R^2 은

$$R^2 = (\xi^2 + \eta^2 + R_0^2) - 2(X\xi + Y\eta) \quad (7)$$

되며 다시 $\bar{R}^2 = (\xi^2 + \eta^2 + R_0^2)$ 의 관계를 이용하면 (7)식은

$$R - \bar{R} = -\frac{(X\xi + Y\eta)}{\bar{R}} \left[1 + \frac{R - \bar{R}}{2\bar{R}} \right]^{-1} \quad (8)$$

이 된다. 여기서 $R - \bar{R}$ 는 그림 3에서와 같이 \overline{PQ} 와 \overline{EQ} 의 차이이다.

만일 Q점을 F의 부근에 국한시켜 촛점에 가까운 부

분만을 고려한다면 $\bar{R} \approx R_0$ 가 되어 (8)식은

$$R = R_0 - \frac{(X\xi + Y\eta)}{R_0} \quad (9)$$

가 된다. 만일 초평면 상에 완전한 평면거울이 있어 이로부터 회절되어 P'점으로 향하는 파는 P점의 입사파의 복소진폭과 같게 되는데 여기서 P점은 광선 PF가 F점에서 반사되어 되돌아 가는 파 FP'가 파면 W와 만나는 점에 해당한다. 이러한 이유에서 (X, Y)의 축을 바꾸어 (X', Y')를 정하는 것이 편리하다. 따라서 Y'축은 그림 3에서와 같으며 X'축은 지면과 수직 방향이며 X축과 반대이다. 따라서 (X, Y)는 입사파에 대한 좌표계이며 (X', Y')는 회절되어 되돌아가는 파에 대한 좌표계가 되어 P'점에 대한 좌표 (X', Y')는 (X, Y) 좌표계로 표시하면 (-X', -Y')이 된다. 따라서 R에 대한 식 (9)는 P점의 좌표 (X, Y)를 P점의 (X', Y')로 바꾸면 R'에 대해서도 같은 형태로 주어지게 된다.

이들 R과 R'를 (5)식에 대입하면 (5)식은

$$U_{p'} = \left(\frac{n}{\lambda}\right)^2 \iint_A \iint_B U_p \exp(i\phi) \exp\left\{-ikn\left(2R_0 + \frac{(X' - X)\xi + (Y' - Y)\eta}{R_0}\right)\right\} \frac{dAdB}{RR'} \quad (10)$$

와 같이 된다.

Hopkins^[5] 좌표계를 사용하면 실제 좌표계들 (X, Y), (X', Y'), (ξ , η) 그리고 ρ 는

$$\begin{aligned} x &= \frac{X}{h} & y &= \frac{Y}{h} \\ x' &= \frac{X'}{h} & y' &= \frac{Y'}{h} \end{aligned} \quad (11)$$

$$u = \left(\frac{n \sin \alpha}{\lambda}\right) \xi \quad v = \left(\frac{n \sin \alpha}{\lambda}\right) \eta$$

$$p = \left(\frac{n \sin \alpha}{\lambda}\right) \rho$$

와 같이 환산 좌표계로 정의되는데 여기서 h 와 $\sin \alpha$ 는 각각 \overline{DG} 와 h/R_0 이고 D는 파면 W의 끝점을 나타내며 α 는 축과 개구의 끝점 D를 통과하는 광선 DF와의 사잇각이다. 따라서 $X/R_0 = (h/R_0)x = x \sin \alpha$ 가 되고 y 와 x' 그리고 y' 도 똑같이 표현될 수 있어 (10)식은

$$U_{p'} = \left(\frac{n}{\lambda}\right)^2 \exp(-i2knR_0) \iint_A \iint_B U_p \exp(i\phi) \exp(i\Phi) [i2\pi[(x-x')u + (y-y')v]] \frac{dAdB}{RR'} \quad (12)$$

이 된다.

$|R - \bar{R}| \leq \bar{R}$ 와 $|R' - \bar{R}'| \ll \bar{R}$ 그리고 $\bar{R} = R_0 / \cos \bar{\theta}$ 의 관계를 이용하면 $1/RR' - \cos \bar{\theta} / R_0^2$ 이 된다. 그리고 $dA = dXdY / \cos \theta$ 이며 $dB = d\xi d\eta$ 이므로 이들을 (11)식의 환산 좌표로 표시하면 (12)식은

$$U_p' = \exp(-i2knR_0) \iint_A \iint_B \frac{\cos^2 \bar{\theta}}{\cos \theta} U_p \exp(i\Phi) \exp(i\Phi) \{i2\pi[(x-x')u + (y-y')v]\} dx dy dudv \quad (13)$$

이 되는데 이는 bump에서 회절되어 되돌아 가는 파의 p' 에서의 복소진폭을 (x', y') 좌표계로 표시한 것이며 여기서 $\cos^2 \bar{\theta} / \cos \theta$ 는 1로 근사시켰다.^[6]

$dB = d\xi d\eta$ 는 초평면상의 면소인데 bump의 경사쪽에서의 면소를 $d\hat{B}$ 라 하면 $d\hat{B}$ 와 dB 의 관계는 $d\hat{B} = d\xi d\eta / \cos \gamma = dB / \cos \gamma$ 로 표현되고 여기서 γ 는 축 EF 와 $d\hat{B}$ 의 법선과의 사잇각이다. Green 정리^[7]에 의해서 $d\hat{B}$ 에서 축 방향으로 회절되는 파에 대해서 $\cos \gamma$ 와 같은 경각 인자를 고려해도 $\cos \gamma d\hat{B} = dB$ 가 되므로 (4)식과 같게되어 결국 초평면에 놓여있는 disc의 bump에서 회절되어 p' 점에 되돌아 오는 파의 복소진폭 U_p' 는

$$U_p' = \exp(-i2knR_0) \iint_A \iint_B U_p \exp(i\Phi) \exp\{i2\pi[(x-x')u + (y+y')v]\} dx dy dudv \quad (14)$$

와 같이 표현된다.

여기서 U_p' 와 U_p 그리고 Φ 를 각각 (x', y') 와 (x, y) 그리고 (u, v) 로 바꾸어 표현하면

$$\begin{aligned} U_p' &= f'(x', y') \\ U_p &= f(x, y) \quad \in \text{Aperture} \\ &= 0 \quad \notin \text{Aperture} \\ \Phi &= \Phi(u, v) \quad \in \text{Bump} \\ &= 0 \quad \notin \text{Bump} \end{aligned} \quad (15)$$

이 되므로 (14)식은 (15)식의 구간을 고려하면

$$f' = \exp(-i2knR_0) \iint_{-\infty}^{+\infty} \iint_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) \exp\{i\Phi(u, v)\} \cdot \exp\{i2\pi[(x-x')u + (y+y')v]\} dx dy dudv \quad (16)$$

로 표현된다. 따라서 파면 W 로 회절되어 되돌아 가는 파의 강도는

$$I'(x', y') = |f'(x', y')|^2 \quad (17)$$

에 의하여 구해지며 여기서 $f'(x', y')$ 는 (16)식에 의하여

주어지게 된다.

3. 회전대칭의 경우

본 논문에서 고려하는 bump는 원형이며 중심축에 대하여 대칭인 형태를 갖는데 높이가

$$\begin{aligned} \Delta &= \Delta(p) & p \leq p_0 \\ &= 0 & p > p_0 \end{aligned} \quad (18)$$

와 같이 주어지며 여기서 p 는 초평면 상의 F 에 원점을 둔 환산 동경좌표이며 p_0 는 그림 2에서와 같이 bump의 외부반경을 나타낸다. bump의 중심($p=0$)은 렌즈의 초점에 맞춰져 있으며 환산 좌표 p 와 실제 좌표 ρ 와의 관계는 (11)식으로 주워져 있다.

(14)식으로 주워지는 bump의 높이에 대한 위상 높이는

$$\begin{aligned} \Phi(p) &= \left(\frac{4\pi m}{\lambda}\right) \Delta(p) & |p| \leq p_0 \\ &= 0 & |p| > p_0 \end{aligned} \quad (19)$$

로 주어진다.

Bump의 대칭성을 고려하여 환산 극좌표 $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ 와 $r' = \sqrt{x'^2 + y'^2}$ 을 사용하면 입사파와 회절파의 복소진폭을 나타내는 $f(x, y)$ 와 $f(x', y')$ 를 각각 $f(r)$ 과 $f'(r')$ 을 사용하여 나타낼 수 있다. 식 (16)에 포함된 적분변수 (x, y) 와 (u, v) 그리고 (x', y') 는 각각 (r, ϕ) 와 (p, ϕ) 그리고 (r', ϕ') 의 극 좌표로 표현하고 이를 다시 ϕ 와 ϕ' 에 대하여 적분을 하면

$$f'(r') = (2\pi)^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} f(r) \exp\{i\Phi(p)\} J_0(2\pi pr) J_0(2\pi pr') r dr dp \quad (20)$$

로 주어진다. 여기서 원형 pupil에 대해서는 환산 동경좌표인 r 의 최대치가 1인 원을 이용했으며 $J_n(\cdot)$ 은 Bessel 함수를 나타낸다. (20)식은 수치적분을 위한 일반적인 식으로 p 의 적분 구간을 다음 방법에 의해서 수행한다. (20)식에 포함된 지수항 $\exp\{i\Phi(p)\}$ 를

$$\begin{aligned} G(p) &= 1 - \exp\{i\Phi(p)\} & p \leq p_0 \\ &= 0 & p > p_0 \end{aligned} \quad (21)$$

와 같이 나타낼 수 있으므로 (20)식에 (21) 식을 대입하면

$$f'(r') = (2\pi)^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} f(r) J_0(2\pi pr) J_0(2\pi pr') r dr dp$$

$$-(2\pi)^2 \int_0^1 \int_0^{p_0} f(r) G(p) J_0(2\pi pr) J_0(2\pi pr') r dr dp \quad (22)$$

으로 표현될 수 있으며 여기서 첫째항은 $f(r')$ 의 Fourier Bessel 적분^[8]을 나타내고 있는데 이것은 다음값을 갖는다.

$$\begin{aligned} (2\pi)^2 \int_0^1 \int_0^{p_0} f(r) J_0(2\pi pr) J_0(2\pi pr') r dr dp &= f(r') \quad (r' < 1) \\ &= \frac{1}{2} f(r') \quad (r' = 1) \\ &= 0 \quad (r' < 1) \end{aligned} \quad (23)$$

본 논문에서는 bump에서 회절되어 되돌아가는 beam이 반경이 $r'=1$ 인 개구내를 통과하게 되므로 (23)식은 다시

$$f'(r') = f(r') - (2\pi)^2 \int_0^{p_0} G(p) J_0(2\pi pr') \int_0^1 f(r) J_0(2\pi pr) r dr dp \quad (24)$$

로 표현될 수 있다.

4. $f(r)$ 과 $\Phi(p)$ 의 형태

4.1 균일한 진폭에 대한 $f(r)$

개구내에서 실수진폭이 균일하다면

$$\begin{aligned} f(r) &= 1 & r < 1 \\ &= 0 & r < 1 \end{aligned} \quad (25)$$

이 되며 (24)식에 이를 대입하여 r 에 대한 적분을 하면

$$f'(r') = 1 - 2\pi \int_0^{p_0} G(p) J_0(2\pi pr') J_1(2\pi p) dp \quad (26)$$

이 된다.

4.2 Gaussian 진폭에 대한 $f(r)$

Gauss 형태로 변하는 beam에 대한 $f(r)$ 은

$$\begin{aligned} f(r) &= \exp\left(-\frac{1}{2}\sigma^2 r^2\right) & r < 1 \\ &= 0 & r < 0 \end{aligned} \quad (27)$$

로 주어지므로 이 경우에 대한 (24)식은

$$\begin{aligned} f(r) &= \exp\left(-\frac{1}{2}\sigma^2 r^2\right) \\ &- (2\pi)^2 \int_0^{p_0} G(p) J_0(2\pi pr') \int_0^1 \exp\left(-\frac{1}{2}\sigma^2 r^2\right) J_0(2\pi pr) r dr dp \end{aligned} \quad (28)$$

이 되며 여기서 σ 는 Gauss 분포의 형태를 나타내는 상수이다.

4.3 직사각형 bump의 $\Phi(p)$

직사각형의 bump에 대한 위상 높이(phase height)는

$$\begin{aligned} \Phi(p) &= \Phi_0 & p \leq p_0 \\ &= 0 & p < p_0 \end{aligned} \quad (29)$$

로 주어지는데 여기서 $\Phi_0 = 4\pi(n\Delta_0/\lambda)$ 로 주워진다.

4.4 원추형 bump의 $\Phi(p)$

원추형태의 bump에 대한 위상높이(phase-height)는

$$\begin{aligned} \Phi(p) &= \Phi_0 & p \leq (p_0 - \Delta p_0) \\ &= \Phi_0 \sin^2\left[\pi\left(\frac{p_0 - p}{2\Delta p_0}\right)\right] & (p_0 - \Delta p_0) \leq p \leq p_0 \\ &= 0 & p \geq p_0 \end{aligned} \quad (30)$$

로 가정 하였는데 이 bump의 형태는 그림 2의 (b)에서와 같이 중앙 부분의 편평한 부분의 높이가 Δ_0 이며 반경이 $(p_0 - \Delta p_0)$ 로 주어지고 p 가 $(p_0 - p_0)$ 로부터 bump가 끝나는 지점 p_0 까지는 bump의 높이가 점차 낮아 지면서 $p=p_0$ 인 점에서 bump가 끝나는 것이다. 여기서 만일 $\Delta p_0=0$ 이면 그림 2의 (a)와 같이 직사각형이 되고 $\Delta p_0=(1/2)p_0$ 면 그림 2의 (b)와 같이 준 원추형의 bump가 되며 $\Delta p_0=p_0$ 이면 그림 2(c)와 같이 원추형의 bump가 된다.

4.5 균일한 진폭과 직사각 형태의 bump에 대한 $f'(r')$

이 경우의 $f'(r')$ 는 (21)과 (29)식으로 주워지는 $G(p)$ 를 (26)식에 대입하면

$$f'(r') = 1 - 2\pi [1 - \exp[i\Phi_0]] \int_0^{p_0} J_0(2\pi pr') J_1(2\pi p) dp \quad (31)$$

로 주어진다.

4.6 균일한 진폭과 원추 형태의 bump에 대한 $f'(r')$

이 경우의 $G(p)$ 는 (21)식과 (30)식에 주어져 있으므로 이를 (26)식에 대입하면

$$\begin{aligned} f'(r') &= 1 - 2\pi [1 - \exp[i\Phi_0]] \int_0^{p_0 - \Delta p_0} J_0(2\pi pr') J_1(2\pi p) dp \\ &- 2\pi \int_{p_0 - \Delta p_0}^{p_0} \left[1 - \exp\left[i\Phi_0 \sin^2\left[\pi\left(\frac{p_0 - p}{2\Delta p_0}\right)\right]\right] \right] \\ &J_0(2\pi pr') J_1(2\pi p) dp \end{aligned} \quad (32)$$

으로 주어진다.

4.7 Gauss 진폭 형태와 직사각 형태의 bump에 대한 $f'(r')$

이 경우에는 $G(p)$ 가 (21)식과 (29)식에서 주어지고 있으므로 이를 (28)식에 대입하면

$$f'(r') = \exp\left(-\frac{1}{2}\sigma r'^2\right) - (2\pi)^2 [1 - \exp(i\Phi_0)] \int_0^{p_0} J_0(2\pi p r') p \int_0^1 \exp\left(-\frac{1}{2}\sigma r'^2\right) J_0(2\pi p r) r dr dp \quad (33)$$

이 된다.

4.8 Gauss 진폭 형태와 원추 형태의 bump에 대한 $f(r')$

이 경우의 $G(p)$ 는 (21)식과 (30)식으로 주어지므로 이를 (28)식에 대입하면

$$f'(r') = \exp\left(-\frac{1}{2}\sigma r'^2\right) - (2\pi)^2 [1 - \exp(i\Phi_0)] \int_0^{p_0 - \Delta p_0} J_0(2\pi p r') \int_0^1 \exp\left(-\frac{1}{2}\sigma r'^2\right) J_0(2\pi p r) r dr dp - (2\pi)^2 \int_0^{p_0} \left[1 - \exp\left[i\Phi_0 \sin^2\left[\pi\left(\frac{p_0 - p}{2\Delta p_0}\right)\right]\right]\right] J_0(2\pi p r') \int_0^{p_0 - \Delta p_0} \exp\left(-\frac{1}{2}\sigma r'^2\right) J_0(2\pi p r) r dr dp \quad (34)$$

로 주어지게 된다.

(31)식으로부터 (34)식을 이용하면 disc상의 bump로부터 회절되어 되돌아 오는 파의 복소진폭을 계산할 수 있으며 이들로부터 개구를 통해 회절되어 되돌아 오는 파의 총량 E 는

$$E = \int_0^1 \int_0^{2\pi} I(r') r' dr' d\phi' = 2\pi \int_0^1 |f'(r')|^2 r' dr' \quad (35)$$

를 이용하여 구할 수 있다. 만일 disc에 bump가 없다면 (21)식으로 주어지는 $G(p)$ 의 값도 모든 p 값에 대하여 0이 되므로 이 경우에 대한 (35)식은

$$E_0 = 2\pi \int_0^1 |f(r')|^2 r' dr' \quad (36)$$

이 된다. 또한 균일한 진폭을 갖는 (4.1)의 경우에 대해서는 이므로 (35)식은

$$E_0 = 2\pi \int_0^1 r' dr' = \pi \quad (37)$$

이 되며 (4.2)의 경우인 Gauss 진폭 변화에 대해서는 (37)식이 어떠한 값에도

$$E_0 = 2\pi \int_0^1 \exp(-\sigma r'^2) r' dr' = \left(\frac{\pi}{\sigma}\right) [1 - \exp(-\sigma)] \quad (38)$$

가 된다. 따라서 (1)식으로 정의된 신호 S 는 (35)식과 (37)식 그리고 (38)식을 이용하여 계산 되어질 수 있다.

III. 수치계산 방법

(4.5), (4.6), (4.7), (4.8) 경우들을 나타내는 식 (31), (32), (33), (34)은 Gauss 적분법에 의하여 계산하였다. (4.5)와 (4.6)의 경우에는 1차원 적분으로 계산이 가능하지만 (4.7)와 (4.8)의 경우에는 2차원 적분으로 모두

$$K(p) = \int_0^1 \exp\left(\frac{1}{2}\sigma r'^2\right) J_0(2\pi p r) r dr \quad (39)$$

를 포함하고 있어 먼저 (39)식을 수치계산 한 다음 p 에 대한 적분을 수행하였다. 각 경우에 대한 $f'(r')$ 의 값을 $r=0$ 에서 $r=1$ 까지 계산 한 다음 신호 S 를 (35), (37) 그리고 (38)식을 이용하여 계산하였다. 수치 계산을 위하여 완성된 program을 몇가지 방법으로 시험 하였으며 (4.5)의 경우는 p 에 대한 적분이 r' 가 0과 1인 점에서는 해석적으로 간단히 구하여지므로 이들 경우에 대하여 program에서 계산 되어진 값과 해석적으로 구해진 값을 비교해 본 결과 24 Gauss point를 사용해서 Gauss적분을 했을 때 소숫점 6자리까지 일치하여 좋은 정확도를 보여 주었다.

IV. 수치결과 및 결론

파장(λ)이 $0.7 \mu\text{m}$ 인 beam과 $\text{NA}(\text{nsina})$ 가 0.45인 광학계를 가정하여 그림 4, 5, 6의 결과를 얻었다.

그림 4는 $\sigma=0$ 일때 bump의 외측 반경 p_0 에 따라 신호 S 의 변화를 나타내고 있는데 bump의 높이는 $n\Delta_0 = \lambda/4$ 로서 이는 위상높이 $\Phi_0 = \pi$ 가 된다. 그림 3에서와 같은 bump형태 즉 직사각형 ($\Delta p_0 = 0$)과 준 원추형 ($\Delta p_0 = p_0/2$) 그리고 원추형 ($\Delta p_0 = p_0$)의 세가지 경우를 보여주고 있다.

그림 5는 그림 4와 같은 곡선인데 σ 만 1.5인 경우이다. 그림 4와 5에서 보여준 바와 같이 모든 경우 $p_0=0$ 에서 $S=0$ 가 되며 p_0 가 증가할수록 S 는 증가하여 극대치를 갖고 다시 감소하는 경향을 보이고 있으며 $p_0=2.2$ 정도의 큰 외측반경을 갖는 bump에 있어서는 S 의 값이 직사각형, 준 원추형, 원추형 순으로 큰 값을 보여줌을 알 수 있다. 이는 bump가 없어 disc가 평면 거울과 같게 되면 아무런 신호($S=1-E/E_0$)를 발생시킬 수 없으며

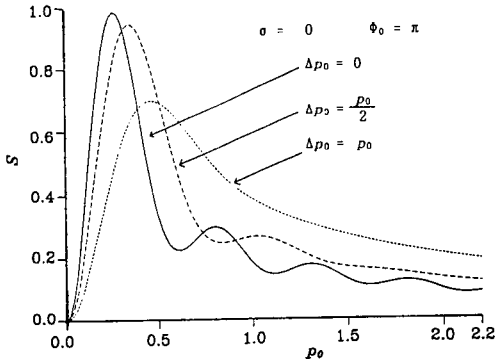


그림 4. 세가지 bump에서 bump의 형태에 따른 재생 신호의 변화 ($\sigma=0, \Phi=\pi$).

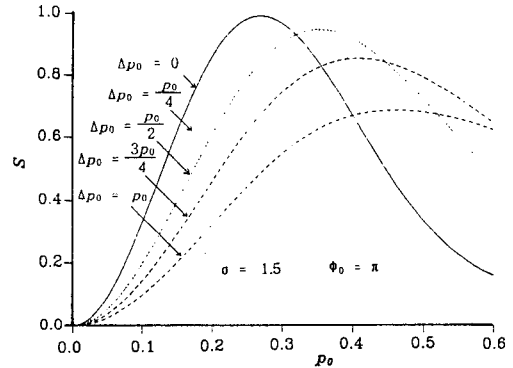


그림 6. 다섯 가지 다른 bump에서 bump의 형태에 따른 재생 신호의 변화 ($\sigma=1.5, \Phi=\pi$).

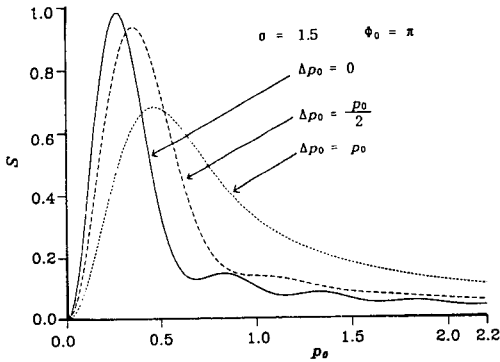


그림 5. 세가지 bump에서 bump의 형태에 따른 재생 신호의 변화 ($\sigma=1.5, \Phi=\pi$).

bump의 반경이 조금씩 커짐에 따라 신호가 점점 커지게 되어 극대치를 갖다가 bump의 반경이 매우 커져 p_0 가 2.2 정도가 되면 평면거울과 같은 역할을 하게 되어 신호는 감소하기 때문이라 생각된다. $\sigma=1.5$ 인 그림 5와 $\sigma=0$ 인 그림 4를 비교하면 p_0 가 증가함에 따라 σ 가 1.5인 경우의 신호 S 는 σ 가 0인 경우의 신호 S 에 비하여 빠르게 감소함을 보여주고 있다. 이는 Gauss 진폭변화와 같이 동의 가장자리로 감에 따라 진폭이 감소하는 경우($\sigma=1.5$)와 동의 위치에 관계없이 진폭이 일정한 경우($\sigma=0$)가 초평면에서 이루는 회절무늬를 비교하면 알 수 있는데 $\sigma=1.5$ 인 경우의 회절무늬는 $\sigma=0$ 인 경우의 회절무늬보다 주극대를 갖는 중앙 부분에서 더 넓어 많은 양의 빛이 분포되어 있는 반면 제 2, 3, 4 극대들은 강도가 약하기 때문에^[9] $\sigma=1.5$ 인 경우가 p_0 를 증가시키면 따라

$\sigma=0$ 인 경우일때 더 빨리 신호가 감소 하게 됨을 알 수 있다. 광학 disc에서 bump의 중앙 높이는 전형적으로 $n\delta_0 = \lambda/4$ ($\Phi_0 = \pi$)이기 때문에 그림 4와 5 그리고 6에서는 이 높이로 가정하였다.

그림 6은 그림 5가 확대되어 있으며 $\Delta p_0=0, p_0/2, p_0$ 뿐만 아니라 중간 단계인 $\Delta p_0=p_0/4, 3p_0/4$ 인 경우도 포함되어 있다. 여기서 신호 S 가 직사각형 ($\Delta p_0=0$)의 bump로부터 원추형($\Delta p_0=p_0$)의 bump에 이르기까지 bump의 등근 형태에 따라 조직적으로 변화 되고 있음을 확실히 보여주고 있다.

그림들에서 알 수 있는 것은 bump의 등갈기 정도가 클수록 신호의 최대값은 적어진다는 것이며 최대값을 주는 외측 반경 p_0 가 커진다는 것이다. 실제로 광학 disc가 응용될려면 신호 S 가 커야하며 이러한 큰 신호를 얻기 위해서는 bump의 외측 반경 p_0 가 어느정도의 큰 값을 갖어야 되는데 p_0 가 커지게 되면 인접 bump와 cross-talk가 생기게 된다. $\sigma=1.5$ 이고 $\Phi_0=\pi$ 일 때 실제 응용할 수 있는 최소값의 신호는 0.60 정도이며 이 정도 크기의 신호를 얻을려면 직사각형($\Delta p_0=0$) bump에서는 $p_0=0.15$ 가 되어야 하며 원추형($\Delta p_0=p_0$)의 bump에서는 $p_0=0.34$ 의 크기를 갖어야 된다. 그러나 bump의 반경이 크면 클수록 cross-talk가 커지기 때문에 bump의 등갈기 정도가 크면 클수록 cross-talk가 커진다고 볼 수 있다.

따라서 실제로 광학 disc의 제작에서 bump가 직사각형인 아주 이상적인 형태를 갖도록 제작할 수 없기 때문에 등갈기 정도를 최소한으로 줄여 cross-talk를 줄일 수 있도록 직사각형의 형태에 최대한 접근시켜 광학 disc를 제작 하도록 노력해야 되리라 생각된다.

참 고 문 헌

- [1] H.H. Hopkins, JOSA, **69**, 4(1979).
[2] V.B. Jipson and C.C. Williams, Appl. Opt., **22**, 2202 (1983).
[3] J. Braat, Appl. Opt., **22**, 2196(1983).
[4] M. Nagashima, Appl. Phys. Lett., **42**, 144(1983).
[5] H.H. Hopkins, Jap. J. Appl. Phys., 4, Suppl. **1**, 31 (1965).
[6] H.H. Hopkins, Pro. Phys. Soc. B, LX II, 22(1949).
[7] A. Sommerfield, *Lectures on Theoretical physics* Vol.4 (Academic press, 1954), p199-201.
[8] A. Gray and G.B. Matthew, *A Treatise on Bessel Function* (Macmillan, 1895), p86.
[9] C.S. Chung and H.H. Hopkins, J. Mod. Opt., **35**, 1485(1988).

Influence of Bump(pit) Shape on Read-out Signal in Optical Disc

Chang. S Chung

Dept. of physics, chounam university, Kwangju 500-757, Korea

Harold. H Hopkins

Dept. of physics, Reading university, England

(Received: September 22, 1993)

The scalar diffraction theory of the read-out signal in optical disc is described, and numerical results is given. The strength of this signal depends on the shape of bump(pit) which show more or less rounding of the edge because of the photoresist process.

It is shown that the ideal shape is the rectangular form, with no rounding of edge. This form is not achievable in practise, but the results show that very satisfactory values of the read-out signal can nevertheless be achieved in the presence of the moderate amounts of rounding.