

디스크형 3차원 홀로그래피 메모리에서 비초점 Fourier 면 홀로그램의 저장 효과

장주석[†] · 신동학

부경대학교 전자컴퓨터정보통신공학부
Ⓣ 608-737 부산광역시 남구 대연3동 599-1

김지덕 · 이흥석

삼성종합기술원 시스템 및 제어 섹터
Ⓣ 449-712 경기도 용인시 기흥읍 농서리 산14-1

(2000년 9월 21일 받음, 2001년 2월 2일 수정본 받음)

두께가 얇은 기록매질을 사용하는 디스크형 홀로그래피 메모리에서 비초점 Fourier 면 홀로그램을 저장할 때, 홀로그램 당 면적 저장 밀도 및 기록 면에서의 빔세기분포 등을 조사하였다. 정확한 Fourier 면 홀로그램을 기록할 때에는 2진 데이터를 표현하는 공간 광 변조기의 화소 피치가 클수록 면적 저장 밀도가 증가하지만, 비초점 Fourier 면 홀로그램을 저장할 때에는 면적 저장밀도를 최대로 하는 최적의 화소 피치가 존재함을 보였다. 일반적으로, 홀로그램당 면적 저장밀도를 높이기 위해서는 데이터 영상을 집속하는 Fourier 변환 렌즈의 f/λ 가 가급적 작아야 한다. 이 경우 기록면에서의 빔세기 분포뿐만 아니라 기록면적이 비초점홀에 따라 매우 민감하게 변하게 된다. 따라서, 정확한 Fourier 면 홀로그램을 기록한다 할지라도, 최대의 면적 저장밀도를 얻기 위해서는 매질의 두께에 따른 비초점홀의 영향을 고려해야 한다.

Keyword : IP010.

I. 서 론

최근 정보를 3차원적으로 저장하고 병렬적으로 읽어내는 홀로그래피 메모리에 대한 관심이 높다.^[1,2] 홀로그래피 메모리에 대한 연구는 보통 두께 수 mm이상의 광굴절 결정을 저장 매질로 사용하는 체적형과,^[2,4] 두께 수십 내지 수백 μm 의 광폴리머를 매질로 사용하는 디스크형태로 나눌 수 있다.^[5-9] 저장 매질의 가격과 대량 생산성에 비추어보면, 디스크형이 좀더 상용화에 유리하다고 말할 수 있을 것이다.

디스크형 저장매질에 2진 데이터 영상을 저장하는 방법에는 크게 2가지를 생각할 수 있다. 하나는 영상 면 홀로그램을 기록하는 것이고 다른 하나는 Fourier면 홀로그램을 기록하는 것이다. Fourier면 홀로그램을 기록할 경우, 기록 면에 신호 빔을 강하게 집속할 수 있어서 홀로그램 당 면적저장밀도를 높일 수 있으나, 신호 빔의 전파 축을 따라 모든 화소들이 보강간섭을 일으켜 매우 강한 dc 성분이 존재하게 된다. 그러나 2진 정보는 dc 성분 주위에 낮은 세기로 분포하고 있다. 이러한 빔세기의 불균일성 때문에, 매질의 선형 기록영역 구간에 많은 수의 홀로그램을 기록하기 어렵다. 반면에 영상 면 홀로그램을 기록하는 방법은, 기록 면에서 빔 세기 분포가 매우 균일하여 많은 수의 홀로그램을 다중화시키기가 쉽지만, 2진 bit를 표현하는 픽셀의 크기가 빛의 파장에 가깝지 않으면 Fourier면 홀로그램 방식만큼 높은 저장밀도를 얻기가 어렵다.

저장밀도를 크게 떨어뜨리지 않으면서 기록 면에서의 빔 세기 균일도를 높이기 위해 2진 데이터 영상을 표현하는 공간광 변조기(spatial light modulator)에 랜덤 위상 마스크를 추가로 도입하는 방법이 제안되고 연구된 바 있다.^[10,11] 그러나 이 방법은 랜덤 위상 마스크와 공간광변조기 화소와의 정확한 정렬이 어렵다. 보다 간단한 방법으로, 정확한 Fourier 면에서 벗어난 비초점 Fourier 면에서 홀로그램을 기록하는 기법이 흔히 사용되고 있다.^[12] 그러나 정확한 Fourier 면에서 어느 정도 벗어나야 좋은지에 대한 논의가 없었다.

본 논문에서는 디스크형 홀로그래피 메모리에서 비초점 Fourier 면 홀로그램을 저장할 때, 초점 면에서 벗어난 정도에 따라 홀로그램 당 면적 저장 밀도와 기록 면에서의 빔 세기 균일도가 어떻게 변하는가를 조사하였다. 그리고 비초점 정도가 주어졌을 때, 면적 저장밀도를 최대로 하는 최적의 화소 크기가 존재함을 보였다. 본 논문의 내용과 관련이 있는 해석이 Neifield와 MacDonald에 의해 수행된 바 있었다.^[13] 이들은 매질의 두께가 두꺼운 부피형 홀로그램에 대해서 다루었으며, 이 경우 비초점 효과는 영향을 주지 않는다고 언급하고 있다. 하지만 여기에서는 두께가 비교적 얇은 형태인 디스크형을 고려하였으며, 두께가 얇은 경우에는 비초점 효과가 저장밀도에 큰 영향을 줄 수 있었다.

II. 비초점 Fourier 면 홀로그램의 기록

비초점면에서 홀로그램을 기록하기 위한 구도를 그림 1(a)에

[†]E-mail: jsjang@pknu.ac.kr

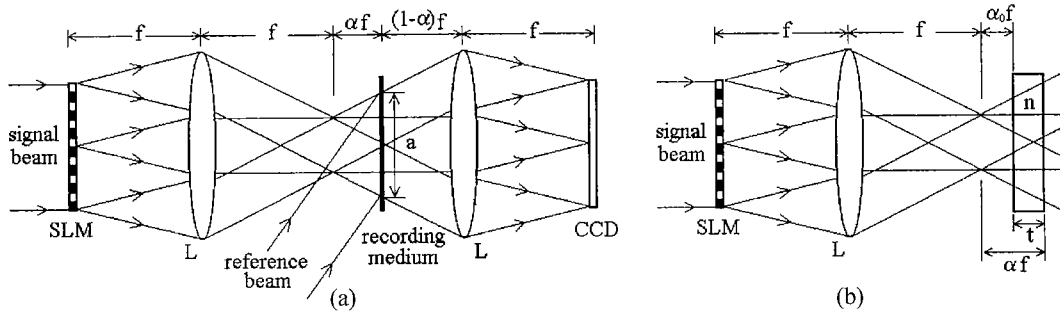


그림 1. 비초점 Fourier면 홀로그래프의 기록. (a) 기록 매질의 두께를 무시할 수 있는 경우. (b) 기록 매질이 두꺼운 경우.

나타내었다. 기록 매질은 초점 면에서, αf 만큼 뒤에 위치시킨다고 하자. 여기서 f 는 공간광변조기에 나타나는 2진 정보 영상을 집속시키기 위해(또는 Fourier 변환하기 위해) 사용하는 렌즈 L 의 초점거리이고 α 는 순수한 상수이다. 우리는 α 를 비초점(defocusing factor)로 부르겠다. $\alpha=0$ 은 정확한 Fourier면 홀로그래프를 기록한다는 뜻이다.

2.1. 홀로그래프 당 면적 저장밀도

우선 기록 매질의 두께가 기록면에서 집속되는 신호빔의 크기(엄격히 한번의 길이)보다 매우 작다고 가정한다. 그러면 홀로그래프를 한번 기록할 때 저장되는 홀로그래프당 면적 저장 밀도 S 는

$$S = \frac{N^2}{a^2} \tag{1}$$

으로 표현된다. 여기서 N^2 은 사용되는 공간광변조기의 화소 수이고 a^2 은 홀로그래프를 기록하는데 필요한 면적이다. 크기가 $D_{SLM} \times D_{SLM}$ 인 정방형 공간광변조기를 사용한다고 하고, 화소의 pitch를 d_s 라 하자. 그림 1에서 렌즈 L 의 직경을 ϕ_L 로 나타내자. 그러면, 나중에 보게 되겠지만, L 의 f 수 즉, $F/\#$ 는 f/ϕ_L 이고 S 를 결정하는 중요한 파라미터가 된다. 만약 한 지점에 M 개의 홀로그래프를 다중화하여 저장한다면 면적 저장 밀도는 MS 가 된다. 여기서는 다중화 횟수 M 에 대해서는 논의하지 않는다.

먼저 식 (1)의 a^2 을 추산해 보자. 그림 1에서 묘사한 것처럼, 신호빔의 크기는 α 가 0일 때 최소가 되고 그때의 면적 a^2 은 Fraunhofer 회절이론으로부터 대략 $(2\lambda f/d_s)^2$ 이 된다. 여기서 λ 는 기록할 때 사용하는 빔의 파장이다. 사실, 홀로그래프를 기록하여 모든 데이터를 복원하는데 이론적으로 필요한 최소 면적은 $(\lambda f/d_s)^2$ 이다.^[14] 그러나 화소들의 fill factor가 1이 되지 못하여(실제로 화소의 크기가 화소의 pitch 보다 작아) 회절효과가 더 커지고, 각 다중화 및 공간 다중화를 수행할 때 실제 사용 면적이 좀 더 넓어질 수 있다는 점을 고려하여 최소 기록 면적으로 $(2\lambda f/d_s)^2$ 을 사용하였다.

각 화소에서 나오는 빛은 렌즈 L 에 의해 평면파가 된다고 하면, a 는 α 가 증가함에 따라 선형적으로 증가한다. 그림 1(a)에 나타낸 신호빔의 ray 다이어그램을 보면

$$a^2 \approx \left(\frac{2\lambda f}{d_s} + \alpha D_{SLM} \right)^2 \tag{2}$$

이 됨을 알 수 있다. 그리고 홀로그래프 한 페이지 내에 있는 bit 수는 $N_2 = (D_{SLM}/d_s)^2$ 이므로 식 (1)의 S 는

$$S = \left(\frac{D_{SLM}}{\alpha D_{SLM} d_s + 2\lambda f} \right)^2 \tag{3}$$

이 된다. 비초점을 α 가 0에 가까울 때, 공간광변조기의 크기를 증가시키면 S 는 계속 증가함을 볼 수 있다. 사실 공간광변조기의 크기는 임의로 증가시킬 수 없다. 그 이유는 렌즈 L 의 직경 ϕ_L 이 유한하기 때문이다. 초점거리 f 를 고정하였을 때, 상의 찌그러짐이 매우 작으면서 ϕ_L 이 큰(즉, $F/\#$ 가 작은) 렌즈를 제작하기는 어렵다. 따라서 렌즈 L 의 초점거리 f 와 직경 ϕ_L 이 고정되면, 사용할 수 있는 공간광변조기의 최대 크기가 결정된다. 공간광변조기의 외곽 화소들에서 발생하는 회절을 고려하면, D_{SLM} 에 대한 다음의 조건

$$D_{SLM} \leq \frac{\phi_L}{\sqrt{2}} - \frac{2\lambda f}{d_s} \tag{4}$$

이 만족되어야 한다. 조건 (4)를 만족하는 최대의 D_{SLM} 을 사용한다면 식 (3)은

$$S = \left(\frac{d_s \phi_L - 2\sqrt{2}\lambda f}{\alpha d_s^2 \phi_L + 2\sqrt{2}(1-\alpha)\lambda f d_s} \right) \tag{5}$$

이 된다. 한가지 예로, $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$, $\phi_L = 20 \text{ mm}$, $f = 25 \text{ mm}$ 일 때, α 와 d_s 에 따른 S 를 그림 2에 실선으로 나타내었다. 그림 2에서 알 수 있는 것처럼, 주어진 α 값에 대해 최대의 S 를 주는 d_s 값이 존재한다. 식 (5)를 d_s 에 대해 미분하여, 최대의 S 값을 주는 d_s 값, 즉 $d_{s,opt}$ 를 구해보면,

$$d_{s,opt} = 2\sqrt{2} \left(\frac{1+\sqrt{\alpha}}{\sqrt{\alpha}} \right) \lambda F/\# \tag{6}$$

가 된다. 그림 2의 예에서 $\alpha = 0.01$ 이면 $d_{s,opt} = 19.4 \mu\text{m}$ 이고, $\alpha = 0.1$ 이면 $d_{s,opt} = 7.4 \mu\text{m}$ 이다. 식 (6)의 $d_{s,opt}$ 을 식 (5)에 대입하여 최대의 S , 즉 S_{max} 를 구하면,

$$S_{max} = \frac{1}{8(1+\sqrt{\alpha})^4 \lambda^2 (F/\#)^2} \tag{7}$$

이 된다. 홀로그래프당 최대의 면적 저장밀도는 사용하는 렌즈의 $F/\#$, 기록파장 λ , 그리고 비초점을 α 에 의해 결정되며, 이들 값이 작을수록 저장밀도는 커짐을 알 수 있다. 그림 2의

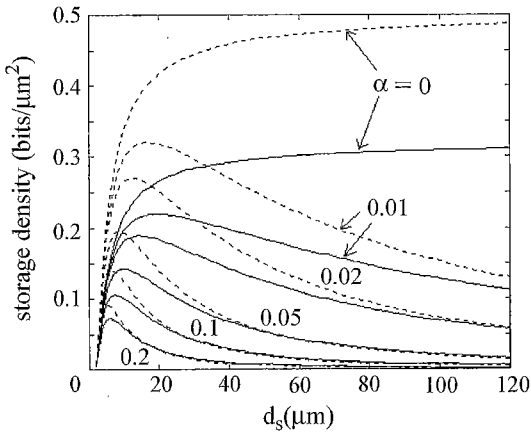


그림 2. 홀로그래피 당 면적 저장 밀도. 실선: 정사각형 모양의 공간 광변조기를 사용할 경우, 점선: 둥근 모양의 공간광변조기를 사용할 경우.

예에서 $\alpha = 0.01$ 이면 $S_{\max} = 0.22 \text{ bits}/\mu\text{m}^2$ 이고, $\alpha = 0.1$ 이면 $S_{\max} = 0.11 \text{ bits}/\mu\text{m}^2$ 이다.

$d_{s,opt}$ 이 주어지면 홀로그래피 당 저장되는 bit 수도 결정된다. 이는 한번에 병렬적으로 읽어낼 수 있는 bit 수이다. $N^2 = (D_{SLM}/d_{s,opt})^2$ 이므로 식 (4)와 (6)에서

$$N^2 = \frac{\alpha}{16(1+\sqrt{\alpha})^4} \frac{\phi_L^4}{\lambda^2 f^2} \quad (8)$$

이 된다. 그림 2의 예에서 $\alpha = 0.01$ 이면 $N^2 = 0.44 \times 10^6$ bits이고, $\alpha = 0.1$ 이면 $N^2 = 2.13 \times 10^6$ bits이다. α 가 커지면 $d_{s,opt}$ 가 감소하므로 페이지 당 bit 수는 증가한다.

이제 식 (7)이 성립되기 위한 α 의 아래쪽 한계 값을 구해 보자. 식 (6)에서 $\alpha \rightarrow 0$ 이면 이론적으로 $d_{s,opt} \rightarrow \infty$ 가 되지만, 화소의 크기는 공간광변조기의 크기보다 커질 수 없다. 즉, $d_{s,opt}$ 은 D_{SLM} 보다 커질 수 없다($D_{SLM} \geq d_{s,opt}$). 따라서 식 (6)은 다음과 같은 부등식으로 α 의 하한값을 표현할 수 있다:

$$D_{SLM} \geq 2\sqrt{2} \left(\frac{1+\sqrt{\alpha}}{\sqrt{\alpha}} \right) \lambda F/\# \quad (9)$$

식 (9)에서 등호가 성립되는 경우, 즉 $D_{SLM} = d_{s,opt}$ 는 공간광변조기가 하나의 화소로 구성되어 있음을 뜻하고, 이 경우 식 (4)에서 $D_{SLM} = \phi_L^2 [1 + (1 - 16 \lambda f / \phi_L^2)^{1/2}] / 8 \lambda f$ 이다. 이를 식 (9)에 대입하면

$$\alpha \geq \left(\frac{4\lambda f}{\phi_L^2 - 8\lambda f} \right)^2 \quad (10)$$

이 된다. 여기서 $\phi_L^2 \gg 16 \lambda f$ 라 가정하고 1차 근사값까지 사용하였다. 그림 2의 예에서 사용한 파라미터를 사용할 때, 식 (7)이 성립되는 최소의 α 값은 약 1.56×10^{-8} 이다. 이 값은 충분히 작아 무시할 수 있다. 그리고 식 (2), (4), 및 (6)에서 S_{\max} 를 얻을 때의 기록면적을 구하면

$$\alpha^2 = \frac{\alpha \phi_L^2}{2} \quad (11)$$

이 된다. 즉 기록 면적은 비초점율에 비례하고 렌즈의 직경의 제곱에 비례함을 볼 수 있다. 그림 2의 예에서 $\alpha = 0.01$ 이면 $a^2 = 1.4 \times 1.4 \text{ mm}^2$ 이고, $\alpha = 0.1$ 이면 $a^2 = 4.5 \times 4.5 \text{ mm}^2$ 이다. 기록매질의 두께가 수십 내지 수백 μm 라면 앞에서의 가정대로 기록 면에서의 빔 크기는 기록매질의 두께보다는 매우 크다.

2.2. 비초점율에 따른 기록면에서의 빔 세기 균일도

비초점율 α 가 커지면 저장밀도는 감소하지만, 기록 면에서 신호 빔의 빛 세기 분포는 균일해진다. 이 면에서의 빔 세기 분포를 알아보기 위해 Fresnel 회절이론에 기초하여 기록 면에서 신호 빔의 세기 분포를 수치적으로 계산해 보았다. 컴퓨터 계산을 쉽게 하기 위해 여기서는 1차원만 고려하였다. 파라미터는 그림 2를 그릴 때 사용한 값들과 같다. 공간광변조기에 표현되는 데이터는 단순히 1과 0이 반복되는 것으로 가정하였고, 이들의 빛 세기 값도 1과 0으로 하였다. 이 데이터를 2×10^4 개의 위치에서 샘플링하였다. Fresnel 회절 공식에 이들 샘플링된 데이터 값을 입력하여 수치적으로 적분함으로써 기록면에서의 빛 세기 분포를 계산하였다. 기록면의 넓이로 식 (2)를 사용하였다.

기록면에서의 빔 세기 분포의 균일도를 정량화하기 위해 표준편차 s 를 사용하였다. s 를 계산하기 위해 기록면에서의 신호빔 전력(power)은 1이 되도록 정규화 하였다. 그림 3에 여러 가지 d_s 와 α 에 따른 s 를 그렸다. 일반적으로 화소의 크기가 커지면 s 도 커짐을 볼 수 있다. α 값이 증가함에 따라 s 는 처음에 매우 빠르게 감소하다가 점차 천천히 감소함을 알 수 있다. 그림 4에 기록면에서의 빔 세기 분포를 세 가지 α 값에 대해 도시하였다.

2.3. 기록 매질의 두께를 고려할 경우

α 값이 매우 작은 범위에서 빛 세기 분포의 균일도 및 면적 저장밀도가 민감하게 변함을 보았다. 그림 1(b)에 나타난 것처럼, 매질의 두께를 무시하지 못할 경우에는, 신호빔이 매질을 빠져나가는 부분에서의 비초점율이 매질에 입사하는 비초점율보다 커진다. 따라서 홀로그래피 당 면적 저장밀도는 비초점율이 가장 큰 지점에서 산출되어야 할 것이다. 매질의 두께를 t ,

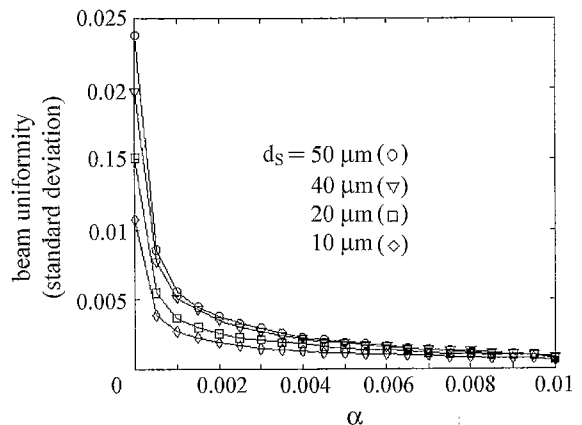


그림 3. 비초점 Fourier면 홀로그래피를 기록할 경우, 비초점율 α 에 따른 기록 면에서의 빔세기 균일도(표준편차) 변화.

굴절율을 n , 매질의 앞면과 렌즈 L 의 초점면 사이의 거리를 $\alpha_0 f$ 라고 하자. 그러면 면적 저장밀도가 산출되어야 하는 매질의 뒷면과 렌즈 L 의 초점 면과의 거리는 $(\alpha_0 + t/nf)f = \alpha f$ 가 된다. 기록 매질의 두께가 두꺼울 때에도 2.1절의 논의에서

$$\alpha = \alpha_0 + \frac{t}{nf} \tag{12}$$

를 사용하면 된다. 따라서 정확한 Fourier 면 홀로그램을 기록한다고 할지라도 $(\alpha_0 = -t/2nf)$, 비교적 두꺼운 매질을 사용한다면, $\alpha = t/2nf$ 로 대치된 식 (5)의 면적 저장밀도가 적용되어야 한다. 이때에도 홀로그램 당 면적 저장밀도를 최대로 하는 최적의 공간광변조기 화소 피치 $d_{s,opt}$ 이 존재하며 홀로그램 당 최대 면적 저장밀도는 식 (7)로 주어진다. 그림 2의 예에서 기록 매질의 두께가 $600 \mu\text{m}$ 이고, n 이 1.5라면, $\alpha_0 = -t/2nf$ 일지라도, 식 (12)에서 $\alpha = 0.008$ 이 된다. 이때 최대의 면적 저장밀도를 얻기 위해서는 그림 2에서 $d_{s,opt} \approx 21.5 \mu\text{m}$ 이어야 함을 알 수 있다.

기록 면에서의 빔 세기 분포는 매질 내부에서 비초점율이 최소가 되는 면을 기준으로 택하여 산정하면 된다.

2.4. 공간광변조기의 한변의 길이가 렌즈의 직경보다 더 클 경우

공간광변조기의 한 변이 L 의 직경보다 더 커서, 이 가운데

직경 ϕ_{SLM} 만큼에 해당하는 공간광변조기의 픽셀들만 사용한다고 보자. 이 때 기록면에서의 신호빔도 원형이 되고 그 직경은 $a \approx 2\lambda f/d_s + \alpha\phi_{SLM}$ 이 된다. 그런데 매질의 각 부분마다 홀로그램을 기록하는 공간 다중화를 사용한다면, 면적 저장밀도를 산출함에 있어서, 필요한 면적은 단순히

$$a^2 \approx \left(\frac{2\lambda f}{d_s} + \alpha\phi_{SLM} \right)^2 \tag{13}$$

으로 볼 수 있다. 반면에 홀로그램당 저장되는 bit 수는 $N^2 = (\pi/4) \phi_{SLM}^2/d_s^2$ 이므로 홀로그램 당 면적 저장밀도는

$$S = \frac{\pi}{4} \left(\frac{\phi_{SLM}}{\alpha\phi_{SLM}d_s + 2\lambda f} \right) \tag{14}$$

가 된다. 식 (4)에서와 마찬가지로, 회절을 고려할 때 사용할 수 있는 공간광변조기의 직경은

$$\phi_{SLM} \leq \phi_L - \frac{2\sqrt{2}\lambda f}{d_s} \tag{15}$$

가 되므로 홀로그램 당 면적 저장밀도는

$$S = \frac{\pi}{4} \left(\frac{d_s\phi_L - 2\sqrt{2}\lambda f}{\alpha d_s^2\phi_L + 2(1 - \sqrt{2}\alpha)\lambda f d_s} \right)^2 \tag{16}$$

가 된다. 한가지 예로, $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$, $\phi_L = 20 \text{ mm}$, $f = 25 \text{ mm}$ 일

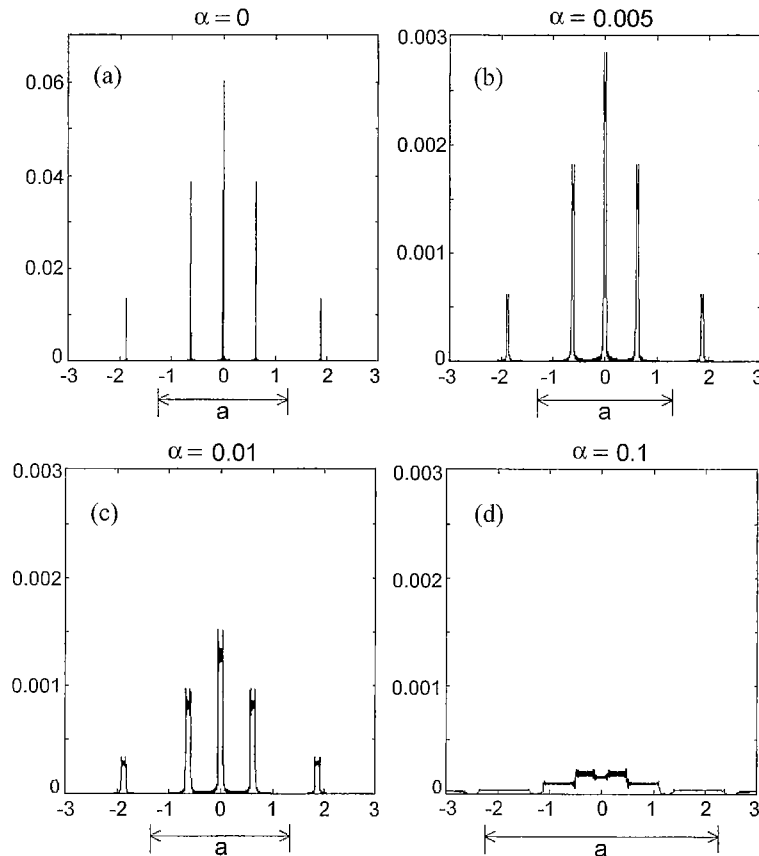


그림 4. 비초점율 α 에 따른 기록 면에서의 빔 세기 분포의 모양. 단, $\alpha=0$ (a), $\alpha=0.005$ (b), $\alpha=0.01$ (c), 그리고 $\alpha=0.1$ (d) 네가지 경우에 대해 그렸다. 그림 (a)의 세로축 스케일이 (b), (c), (d)의 것과는 다르며 유의하라. 그림에서 a 로 나타낸 거리는 식 (2)로 주어진 기록 면적을 표현하고 있다. 여기서 $f=25 \text{ mm}$, $\phi_L=20 \text{ mm}$ 이며, 가로축의 단위는 mm이다. 전체 빔 전력은 1로 정규화 되었다.

때, α 와 d_s 에 따른 식 (16)의 S 를 그림 2에 점선으로 나타내었다. 2.1절에서의 마찬가지로 최대의 S 를 주는 $d_{s,opt}$ 및 그 때의 S_{max} 를 계산해 보면, 각각

$$d_{s,opt} = 2\sqrt{2} \left(\frac{1 + \sqrt{\sqrt{2}\alpha}}{\sqrt{\sqrt{2}\alpha}} \right) \lambda F/\#, \quad (17)$$

$$S_{max} = \frac{\pi}{16(1 + \sqrt{\sqrt{2}\alpha})^4 \lambda^2 (F/\#)^2} \quad (18)$$

가 된다. 원형의 공간광변조기를 사용하는 것이 면적 저장밀도를 약간 더 높일 수 있음을 볼 수 있다.

III. 결 론

결론적으로 디스크형 홀로그래피 메모리에서 비초점 Fourier면 홀로그래프를 저장할 때, 홀로그래프당 면적 저장밀도와 기록면에서의 빔 세기 균일도를 조사하였다. 비초점율이 매우 작을 때, 이 값들은 비초점율에 민감하게 변함을 알 수 있었고, 비초점율이 주어지면 최대의 저장밀도를 주는 공간광변조기의 최적 화소 pitch가 존재함을 알았다. 일반적으로 다중화 횟수를 증가시키고 재생되는 데이터 영상의 질을 높이기 위해서(또는 bit 오류율을 떨어뜨리기) 위해서는 어느 정도의 비초점율을 도입하는 것이 바람직할 수 있다. 우리의 해석은 이러한 경우에 유용할 뿐만 아니라, 매질의 두께가 두꺼워 자연스럽게 비초점율이 도입되는 경우에도 적용된다.

감사의 글

본 연구는 1999년도 산업자원부의 차세대 대용량 정보저장장치 개발 사업 가운데 홀로그래피 디지털 데이터 저장 분야의 연구지원으로 수행되었으며, 지원에 감사드린다.

참고문헌

[1] D. Psaltis and F. Mok, "Holographic memories," *Sci. Am.*, vol. 275, no. 11, pp. 52-58, 1995.
 [2] J. F. Heanue, M. C. Bashaw, and L. Hesselink, "Volume holographic storage and retrieval of digital data," *Science*, vol. 265, no. 5, pp. 749-752, 1994.

[3] J. H. Hong, L. McMichael, T. Y. Chang, W. Christian, and E. G. Paek, "Volume holographic memory system: techniques and architectures," *Opt. Eng.*, vol. 34, no. 8, pp. 2193-2203, 1995.
 [4] R. M. Shelby, J. A. Hoffnagle, G. W. Burr, C. M. Jefferson, M.-P. Bernal, H. Coufal, R. K. Grygier, H. Guenther, R. M. Macfarlane, and G. T. Sincerbox, "Pixel-matched holographic data storage with megabit pages," *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 19, pp. 1509-1511, 1997.
 [5] H. S. Li and D. Psaltis, "Three-dimensional holographic disks," *Appl. Opt.*, vol. 33, no. 17, pp. 3764-3774, 1994.
 [6] D. Psaltis and A. Pu, "Holographic 3-D disk," *Int. J. of Optoelectronics Devices and Technologies*, vol. 10, no. 3, pp. 333-342, 1995.
 [7] A. Pu and D. Psaltis, "High-density recording in photopolymer-based holographic three-dimensional disk," *Appl. Opt.*, vol. 35, no. 14, pp. 2389-2398, 1996.
 [8] G. Zhou, D. Psaltis, and F. Mok, "Holographic read-only memory," *Opt. Quantum Electronics* (in press).
 [9] J.-S. Jang, D.-H. Shin and Y.-S. Park, "Holographic data storage by combined use of rotational, angular, and spatial multiplexing," *Opt. Eng.*, vol. 39, no. 11, pp. 2975-2981, 2000.
 [10] Q. Gao and R. Kostuk, "Improvement to holographic data-storage systems with random and pseudorandom phase masks," *Appl. Opt.*, vol. 36, no. 20, pp. 4853-4861, 1997.
 [11] M.-P. Bernal, G. W. Burr, H. Coufal, J. A. Hoffnagle, C. M. Jefferson, R. M. Macfarlane, R. M. Shelby, and M. Quintanilla, "Experimental study of the effects of a six-level phase mask on a digital holographic storage system," *Appl. Opt.*, vol. 37, no. 11, pp. 2094-2101, 1998.
 [12] J.-S. Jang, D.-H. Shin, J. Kim, and H.-S. Lee, "Effects of storage of defocused Fourier plane holograms in three-dimensional holographic disk memories," in *International Symposium on Optical Memories, Proc. Satellite ISOM 2000*, pp. 42-43, 2000.
 [13] M. A. Neifeld and M. McDonald, "Optical design for page access to volume optical media," *Appl. Opt.*, vol. 35, no. 14, pp. 2418-2430, 1996.
 [14] M.-P. Bernal, G. W. Burr, H. Coufal, and M. Quintanilla, "Balancing interpixel cross talk and detector noise to optimize areal density in holographic storage systems," *Appl. Opt.*, vol. 37, no. 23, pp. 5377-5385, 1998.

**Effects of storing defocused Fourier plane holograms
in three-dimensional holographic disk memories**

Ju-Seog Jang[†] and Dong-Hak Shin

Division of Electronics, Computers and Telecommunications Pukyong National University, Pusan 608-737, KOREA

[†]*E-mail: jsjang@pknu.ac.kr*

Jideog Kim and Hong-Seok Lee

System & Control Sector, Samsung Advanced Institute of Technology Kyonggido 449-712, KOREA

(Received September 21, 2000 ; Revised manuscript received February 2, 2001)

Defocused Fourier plane holograms are stored in disk-type holographic memories where thin recording media are used, the areal storage density per hologram and the intensity uniformity of the signal beam at the recording plane are studied. As the pixel pitch of the spatial light modulator that represents binary data increases, the storage density per hologram increases if exact Fourier holograms are stored. When defocused Fourier plane holograms are stored, however, we show that there exists an optimal pixel pitch that maximizes the area storage density per hologram in general, to increase the areal storage density per hologram, $f/\#$ of the Fourier transform lens that focuses the data image should be as small as possible. In this case, not only the intensity distribution at the recording plane but also the recording area becomes very sensitive to the degree of defocusing. Therefore, even if the exact Fourier plane holograms are stored, the defocusing effect owing to the medium thickness should be taken into account to achieve the maximal areal storage density per hologram.

Keyword : IP.010.