

주기적인 홀로그램을 이용한 레이저 광 세기 균일화기에서 균일도를 최적화하기 위한 홀로그램의 조건

고춘수^{1,a}, 오용호¹, 임성우¹

¹ 원광대학교 반도체·디스플레이학부

The Conditions of a Holographic Homogenizer to Optimize the Intensity Uniformity

Chun-Soo Go^{1,a}, Yong Ho Oh¹, and Sungwoo Lim¹

¹ Division of Semiconductor and Microelectronics Technology, Wonkwang University, Iksan 570-749, Korea

(Received April 14, 2011; Revised June 13, 2011; Accepted June 17, 2011)

Abstract: We report on the design of a holographic homogenizer composed of a periodic hologram and a condensing lens. If the hologram is periodic, the homogenizer is free from the alignment error of the incident laser beam. Holographic homogenizer also has an advantage of the flexibility in the size of the target beam. We calculated theoretically the Fraunhofer diffracted wave function when a rectangular laser beam is incident on a periodic hologram. The diffracted wave is the sum of sinc functions at regular distance. The width of each sinc function depends on the size of the incident laser beam and the distance between the sinc functions depends on the period of the hologram. We calculated numerically the diffracted light intensity for various ratios of the size of the incident laser beam to the period of the hologram. The results show that it is possible to make the diffracted beam uniform at a certain value of the ratio. The uniformity is high at the central part of the target area and low near the edge. The more sinc functions are included in the target area, the larger portion of the area becomes uniform and the higher is the uniformity at the central part. Therefore, we can make efficient homogenizer if we design a hologram so that the maximum number of the diffracted beams may be included in the target area.

Keywords: Laser beam homogenizer, Computer generated hologram, Periodic hologram, Fourier transform, Intensity uniformity

1. 서 론

레이저를 이용한 가공 공정은 이미 많은 분야에서 이루어지고 있으며 레이저의 출력이 증가함에 따라 그 응용 분야가 넓어지고 있다. 최근에 전자 산업 분야에서는 인쇄회로기판(PCB)에 정밀한 구멍을 가공하거나 회로를 그리기 위한 레이저 드릴에 대한 연구

가 진행 중이며 [1,2], 디스플레이와 태양전지 제조 공정에서는 레이저를 이용하여 실리콘을 결정화하는 레이저 어닐링에 대한 관심이 높아지고 있다 [3,4]. 이러한 레이저 공정에서 성능을 높이고 생산성을 향상시키기 위해서는 세기가 균일한 빔을 만들어야 하며 또한 빔의 크기를 자유롭게 조절할 수 있어야 한다. 레이저 빔 균일화기(homogenizer)는 빔의 세기 분포를 균일하게 만드는 장치이다.

a. Corresponding author; kosoo@wonkwang.ac.kr

현재 주로 사용되는 레이저 빔 균일화기는 원통형 렌티큘라 렌즈(lenticular lens), 파리눈 렌즈(fly's eye lene) 등을 이용하여 레이저 빔을 확대하고 중첩하여 균일화하는 방법을 쓴다 [5,6]. 이러한 균일화기는 일반적으로 복수의 마이크로렌즈(microlens array)를 포함하여 여러 개의 시준 렌즈(collimation lens), 집광 렌즈(condensing lens)들을 사용하므로 반사와 마이크로렌즈 경계에서의 회절 등에 의해 광손실이 많다. 또한 균일화 빔의 크기를 조절하기 어렵고 여러 개의 정밀한 광학 소자로 구성되므로 매우 고가이다.

홀로그램 균일화기는 홀로그램과 하나의 집광렌즈(condensing lens)만을 이용하여 균일한 빔 세기 분포를 얻는 장치이다. 광소자 수가 적어 광 손실도 적고 제작 비용도 상대적으로 낮다. T. Hirai 등은 반복 푸리에 변환법 (iterative fourier transform method)로 홀로그램 균일화기를 설계한 바 있으나 [7] 이는 입사하는 레이저 빔의 크기, 홀로그램과 레이저의 정렬 등에 매우 민감하여 실용성이 낮은 편이다.

이 논문에서는 CGH (computer generated hologram) 설계 기술을 이용한, 입사빔의 크기 및 정렬에 무관한 홀로그램 광 세기 균일화기를 제안하고, 균일한 회절광 세기 분포를 얻기 위한 홀로그램과 입사광의 조건에 대해 보고한다.

2. 실험 방법

2.1 홀로그램 광 세기 균일화기

홀로그램 균일화기의 개념도를 그림 1에 나타냈다. 홀로그램과 집광렌즈로 구성되며, 레이저 빔을 홀로그램에 입사시키면 집광렌즈의 초점면에서 균일한 세기 분포를 얻는다. 집광렌즈를 사용하는 이유는 정확한 프라운호퍼(Fraunhofer) 회절 패턴을 얻기 위해서이다. 홀로그램을 프라운호퍼 회절 이론에 의해 설계하는데, 홀로그램과 물체 사이의 거리가 작으면 렌즈 없이는 프라운호퍼 회절 조건을 만족하기 어렵고 따라서 물체면에 균일한 세기 분포를 만들기 어렵다. 집광렌즈가 있으면 초점면에서의 광 분포가 항상 프라운호퍼(Fraunhofer) 회절 패턴이 된다 [8]. 집광렌즈를 사용할 때의 또 다른 장점은 초점거리를 바꾸어 균일한 빔의 크기를 조절할 수 있다는 것이다. 프라운호퍼 회절 패턴의 크기는 홀로그램으로부터의 거리에 비례한다.

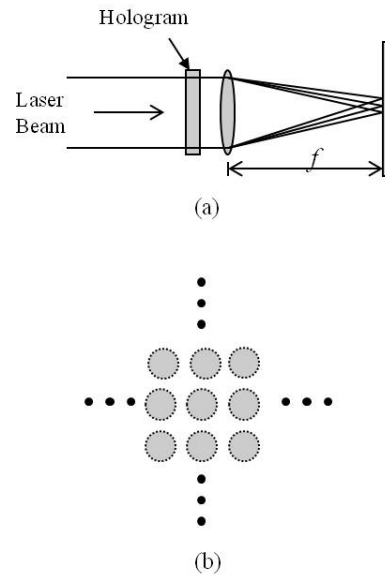


Fig. 1. The concept of the hologram homogenizer, (a) a laser beam is incident on the homogenizer which consists of a hologram and a condensing lens and distributed uniformly on the focal plane. f is the focal length, (b) the diagram of a diffracted light intensity on the focal plane.

홀로그램 광 세기 균일화기를 만들 때, 입사광을 홀로그램에 정확히 정렬할 필요가 없도록 주기적 홀로그램으로 설계한다. 주기적 홀로그램에 의한 프라운호퍼 회절은 여러 차수(order)가 반복되는 형태가 된다. 홀로그램은 일정한 차수 이내에서 회절광 세기가 균일하게 되고 그 외의 차수에서는 0에 가깝도록 설계된다. 회절광들 사이의 간격은 집광렌즈의 초점 거리와 홀로그램의 주기에 의해 결정되므로, 균일한 회절광 세기를 갖는 차수의 범위를 통해 홀로그램 균일화기에 의해 얻게되는 균일한 빔의 크기를 조절할 수 있다.

주기적 홀로그램에 레이저 빔이 입사할 때 초점면에서의 광 세기 분포는 홀로그램의 주기와 입사빔의 크기 사이의 관계에 따라 다양하게 나타난다. 입사빔의 크기가 홀로그램 주기에 비해 매우 크면 초점면에서의 회절광은 서로 분리된 여러 개의 점들이 된다. 입사빔의 크기가 홀로그램 주기와 비슷해지면 그림 1(b)에 예시한 것과 같이 회절광은 점들이 아닌, 일정한 크기의 광 분포가 반복되는 형태가 된다. 이 경우에 각 차수의 회절광이 이웃하는 차수와 겹치게 되어

정확한 광 세기 분포를 예측하기 어렵다. 각 회절광 차수의 파동 분포는 입사빔의 크기와 모양에 의해 결정된다. 홀로그래프 균일화기의 목적은 균일한 회절광 세기 분포를 얻는 것이므로, 이를 위한 조건을 구하기 위해 초점면에서의 파동함수를 계산해야 한다.

2.2 주기적인 홀로그래프에 의한 회절광 세기 계산

그림 2와 같이 (x,y) -평면에 있는 홀로그래프에 레이저 광이 입사하여 회절되고 이를 f 만큼 떨어진 (X,Y) -평면에서 관측하는 경우를 고려한다. 그림에는 렌즈가 표시되지 않았지만 실제로는 초점거리 f 인 집광 렌즈가 있는 것이며 따라서 프라운호퍼 회절 조건을 만족한다. (x,y) -면을 입사면이라 하고 (X,Y) 면을 관측면이라 하자. 프라운호퍼 회절 조건을 만족할 때 입사면에서의 파동 함수가 $u(x,y)$ 이면 관측면에서의 파동 함수 $U(X,Y)$ 는 다음과 같다 [8].

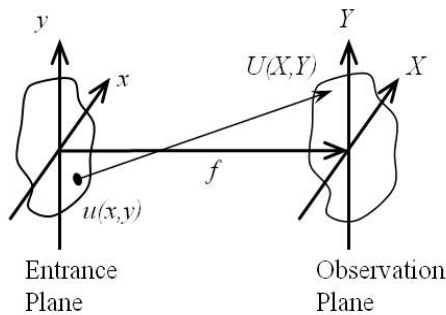


Fig. 2. Diffraction geometry. The hologram is on the entrance plane and we calculate the diffracted wave function on the observation plane. Fraunhofer diffraction condition is assumed to be satisfied.

$$U(X, Y) = \frac{e^{ikf}}{i\lambda f} e^{ik(X^2 + Y^2)/2f} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u(x, y) e^{-2\pi i(xX + yY)/\lambda f} dx dy \tag{1}$$

여기서 $k = 2\pi/\lambda$ 이고 λ 는 빛의 파장이다. 위의 적분식은 2차원 푸리에(Fourier) 변환식에 해당한다. 따라서 프라운호퍼 회절 조건을 만족할 때 관측면에서의 파동 함수는 입사면 파동함수의 푸리에 변환으로 부터 구할 수 있다.

$u(x,y)$ 는 홀로그래프의 투과함수(transmittance)와 입사되는 레이저 파동 함수의 곱이다. 레이저 파동 함수는 레이저 빔의 모양에 따라 가우스(Gauss) 함수나

사각(rect) 함수 등 여러 가지가 가능한데 이 논문에서는 현재 보유하고 있는 레이저에 맞추어 사각 함수로 가정한다. 사각 함수는 사각형 내부에서는 상수이고 외부에서는 0인 함수이다. 이미 균일한 분포를 갖는 레이저 빔을 의미하는데, 실제 응용 과정에서 빔을 확대하거나 축소할 필요가 있을 때 단순히 렌즈를 이용하여 축소하거나 확대하면 그 균일성이 깨진다. 따라서 이 경우에도 균일화기가 필요하다.

홀로그래프의 투과함수는 2 절에서 설명한 대로 주기 함수이며 그 x,y -방향의 주기를 각각 p_x, p_y 라 할 때 $u(x,y)$ 를 다음과 같이 쓸 수 있다 [9].

$$u(x, y) = [v(x, y) * comb(\frac{x}{p_x}, \frac{y}{p_y})] rect(\frac{x}{b_x}, \frac{y}{b_y}) \tag{2}$$

위 식에서 [] 안에 있는 식이 홀로그래프의 투과함수이고 뒤의 rect 함수는 사각 함수로서 레이저의 파동함수를 나타낸다. b_x, b_y 는 각각 입사되는 레이저 빔의 x,y 방향 크기이다. $v(x,y)$ 는 홀로그래프의 한 주기 내의 함수이고, comb 함수는 주기가 각각 p_x, p_y 인 델타 함수들의 합으로서 다음과 같이 표현된다.

$$comb(\frac{x}{p_x}, \frac{y}{p_y}) = \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} \delta(x - mp_x) \delta(y - np_y) \tag{3}$$

식 (2)에서 *는 두 함수의 합성곱(convolution)을 의미한다.

식 (2)를 푸리에 변환하면 관측면에서의 회절광을 구할 수 있다. $u(x,y)$ 와 $v(x,y)$ 의 푸리에 변환을 각각 $F(\xi, \eta)$, $G(\xi, \eta)$ 라고 하자.

$$F(\xi, \eta) \equiv \mathcal{F}[u(x, y)] = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u(x, y) e^{-2\pi i(\xi x + \eta y)} dx dy \tag{4}$$

$$G(\xi, \eta) \equiv \mathcal{F}[v(x, y)] = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} v(x, y) e^{-2\pi i(\xi x + \eta y)} dx dy \tag{5}$$

여기서 \mathcal{F} [함수]는 함수의 푸리에 변환을 의미한다. 식 (2)를 푸리에 변환할 때 합성곱 정리(convolution theorem)를 이용하면 다음과 같이 된다.

$$F(\xi, \eta) = \mathcal{F}[v(x, y) * comb(\frac{x}{p_x}, \frac{y}{p_y})] * \mathcal{F}[rect(\frac{x}{b_x}, \frac{y}{b_y})] = \left\{ \mathcal{F}[v(x, y)] \mathcal{F}[comb(\frac{x}{p_x}, \frac{y}{p_y})] \right\} \mathcal{F}[rect(\frac{x}{b_x}, \frac{y}{b_y})] \tag{6}$$

rect 함수의 푸리에 변환은 싱크(sinc) 함수이다.

$$\mathcal{F}[rect(x,y)] = sinc(\xi,\eta) = \frac{\sin(\pi\xi)}{\pi\xi} \cdot \frac{\sin(\pi\eta)}{\pi\eta} \quad (7)$$

그리고 comb 함수의 푸리에 변환은 다시 comb 함수이므로, 푸리에 변환의 축척(scale) 관계와 함께 적용하면 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned} F(\xi,\eta) &= p_x p_y b_x b_y \{ G(\xi,\eta) comb(p_x \xi, p_y \eta) \} \\ &\quad * \{ sinc(b_x \xi) sinc(b_y \eta) \} \\ &= C \iint_{-\infty}^{\infty} G(\alpha,\beta) comb(p_x \alpha, p_y \beta) \\ &\quad \times sinc[b_x(\xi-\alpha)] sinc[b_y(\eta-\beta)] d\alpha d\beta \end{aligned} \quad (8)$$

여기서 C는 상수이다. 위 식에 식 (3)을 대입하여 정리하면 다음의 결과를 얻는다.

$$\begin{aligned} F(\xi,\eta) &= C \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} G\left(\frac{m}{p_x}, \frac{n}{p_y}\right) \\ &\quad \times sinc\left[b_x\left(\xi - \frac{m}{p_x}\right)\right] sinc\left[b_y\left(\eta - \frac{n}{p_y}\right)\right] \end{aligned} \quad (9)$$

식 (1)에 의하면

$$U(X,Y) = F\left(\xi = \frac{X}{\lambda f}, \eta = \frac{Y}{\lambda f}\right) \quad (10)$$

이므로 식 (9)로부터 관측면에서의 파동 함수를 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} U(X,Y) &= C \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} G\left(\frac{m}{p_x}, \frac{n}{p_y}\right) \\ &\quad \times sinc\left[\frac{X - m\lambda f/p_x}{\lambda f/b_x}\right] sinc\left[\frac{Y - n\lambda f/p_y}{\lambda f/b_y}\right] \end{aligned} \quad (11)$$

식 (11)을 보면, 관측면에서의 파동함수는 2차원 sinc 함수들의 합인데, (m,n)-번째 sinc 함수는 (m,n)-차 회절광에 해당한다. (m,n)-차 회절광의 중심 위치는 (mλf/p_x, nλf/p_y) 이고 (x,y) 방향의 폭은 (λf/b_x, λf/b_y)이며 그 가중치(weight)가 G(m/p_x, n/p_y)이다. 여기서 sinc 함수의 폭이란 중심으로부터 첫 번째 0이 되는 점까지의 거리를 의미한다.

그림 3과 같이 직사각형 모양의 균일한 빔을 얻기 위한 홀로그램 균일화기를 고려하자. 그림에 표시된 점들이 각 차(order) 회절광들의 중심 위치이다. 목표

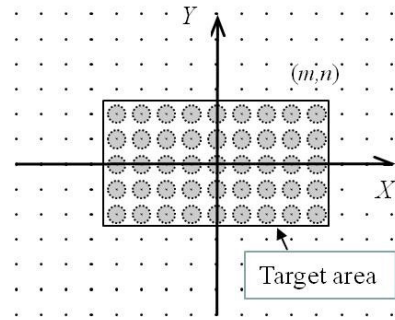


Fig. 3. The diagram that shows the diffracted beams by a hologram homogenizer. The inner part of the rectangle is the target area of the homogenizer. The point of (m, n) corresponds to the center point of the (m, n)-th order diffracted beam.

영역인 직사각형 내에서 각 차수의 회절광은 2차원 sinc 함수이지만 그림에서는 편의상 원으로 표시하였다. 직사각형 내부에서 회절광의 세기가 균일해야 하므로 G_{mn} ≡ G(m/p_x, n/p_y)의 값이 상수가 되는 것이 이상적이다. 직사각형 외부에서는 회절광이 0이 되어야 하므로 G_{mn} 또한 0에 가까워야 한다. 이러한 이상적인 G_{mn} 값들을 목표로 설정하여 홀로그램을 설계한다. 즉, 일정한 차수 이내의 회절광은 1이고 그 외에는 0이 되도록 주기적인 위상 홀로그램 v(x,y)를 컴퓨터로 설계한다. 우리는 일정한 차수 이내의 G_{mn} 값들을 상수로 만드는 홀로그램을 컴퓨터로 설계한 바 있으며 [10], 여기서는 직사각형 내부에서의 G_{mn} 값을 상수로 가정하고 회절광 세기 분포를 계산한 결과로부터 최적화 조건을 구한다.

3. 결과 및 고찰

G_{mn}이 상수일 때 회절광의 파동함수는 식 (11)과 같이 일정한 간격으로 배치된 sinc 함수들의 합이 된다. sinc 함수들 사이의 간격은 (λf/p_x, λf/p_y)이고 sinc 함수들의 폭은 (λf/b_x, λf/b_y)이므로 결국 회절광의 세기 분포는 홀로그램의 주기인 (p_x, p_y)와 입사광의 크기인 (b_x, b_y)의 비율에 의해 결정된다.

그림 4에 관측면에서의 광 세기를 계산한 결과를 3차원 그래프로 나타냈다. 목표하는 빔의 모양을 정사각형으로 하였고, (±10,±10)-차까지 목표 정사각형에

포함되도록 하여 계산한 결과이다. 즉, 21×21 개의 sinc 함수들이 목표 정사각형에 포함된 것이다. 계산에는 *Mathematica*TM(Wolfram Research, Inc.)를 이용하였다. $(\pm 10, \pm 10)$ -차 이내에서 G_{mn} 의 값들은 모두 1로 가정하였고 그 밖에서는 0으로 놓았으며, 식 (11)의 파동함수를 제공하여 세기를 계산하였다. x, y -방향의 홀로그램 주기는 같고($p_x = p_y = p$) 입사광의 크기 도 정방형($b_x = b_y = b$)이라 가정하였다. 홀로그램 주기 혹은 입사광 크기에 있어 x, y -방향이 서로 다르더라도 비율(b_i/p_i)이 같으면 회절광 세기 분포는 같다. 그림은 전체 광 분포의 1/4 만을 나타낸 것이다. 목표 광 분포에 해당하는 정사각형의 중심이 원점에 있으며 그림은 제 1 사분면만을 나타낸 것이다. 나머지 사분면의 광 세기 분포는 제 1 사분면과 동일하며 단지 방향만 다르다. (a), (b), (c), (d)는 각각 $b = 0.5p$, $b = 1.0p$, $b = 1.5p$, $b = 2.0p$ 인 경우이다. 그림에서 X, Y 축은 $\lambda f/p$ 로 규격화되었고 회절광 세기 I 는 $b = p$ 일 때 중심에서의 세기를 1로 놓았다.

b/p 가 작으면 이웃하는 회절 차수의 간격에 비해 sinc 함수의 폭이 커지므로 서로 많이 겹치게 된다. 반대로 b/p 가 크면 간격에 비해 폭이 작으므로 각 sinc 함수들이 거의 겹치지 않게 된다. 이러한 결과를 그림 4에서 확인할 수 있다. $b = 0.5p$ 인 경우(a)에는 각 차수의 회절광들이 서로 많이 겹치지만 광 세기가 균일하지 않다. $b = 1.0p$ 인 경우에는 중심부에서 매우 균일한 세기 분포를 보이고 가장자리로 갈수록 요동이 커진다. sinc 함수 자체가 요동하는 함수이므로 가장자리의 광 세기를 균일하게 하는 것은 불가능하다. 이러한 가장자리 효과를 최소화하려면 가능하면 많은 차수의 회절광들을 목표 영역에 넣고 중심부를 주로 사용하면 된다. $b = 2.0p$ 일 때(d)에는 이웃하는 회절 차수 사이의 거리에 비해 각 회절광의 폭이 너무 작아 겹침이 적고 따라서 균일한 광 분포를 만들 수 없다.

그림 4에 나타난 결과는 $b \approx p$ 일 때 비교적 균일한 회절광 세기 분포를 만든다는 것을 보여준다. b/p 의 값에 따른 균일도를 살펴보기 위해 X 방향과 45° 방향의 단면도를 구해 보았다. 그림 5는 X 방향 단면도이고 그림 6은 45° 방향 단면도이다. Y 방향의 단면도는 X 방향과 동일하다. 여기서도 X, Y 축은 $\lambda f/p$ 로 규격화되었고 회절광 세기 I 는 $b = p$ 일 때 중심에서의 세기로 규격화하였다.

그림 5, 6을 보면 $b = p$ 일 때 광 세기가 가장 균일하고 b 의 값이 p 로부터 멀어지면 균일도가 나빠짐을 알 수 있다. 중심에서 가장자리로 갈수록 세기 요동이

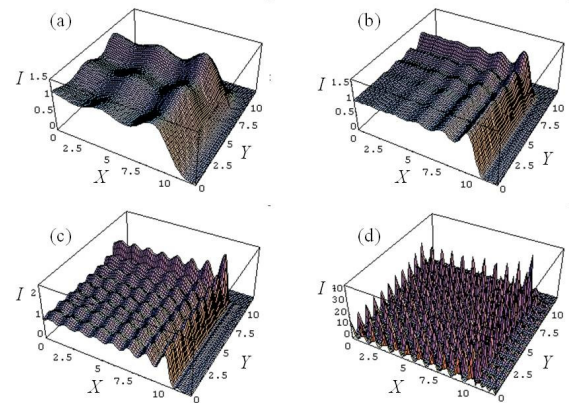


Fig. 4. Diffracted intensity distribution for various values of b/p . b is the size of the incident laser beam and p is the period of the hologram. The target area consists of the diffracted waves up to $(\pm 10, \pm 10)$ -th order. X, Y -axes are normalized by $\lambda f/p$. (a) $b = 0.5p$, (b) $b = 1.0p$, (c) $b = 1.5p$, (d) $b = 2.0p$.

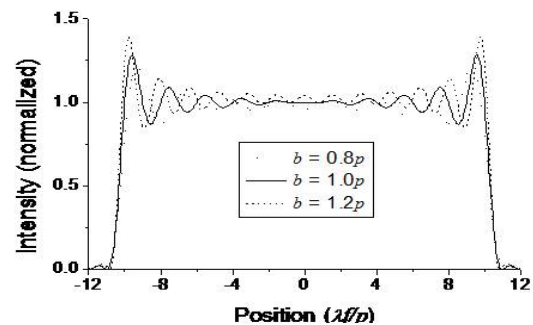


Fig. 5. X -directional cross section of the diffracted light intensity distribution. All the conditions except b/p -value are the same as those of figure 4.

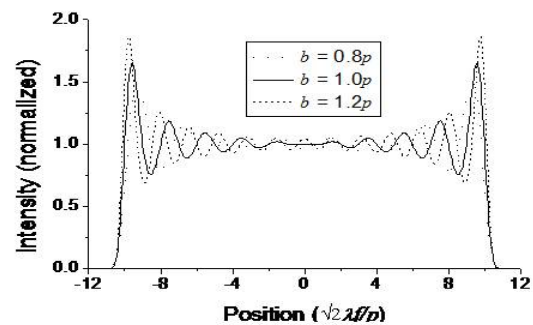


Fig. 6. 45° directional cross section of the diffracted light intensity distribution. All the conditions are the same as those of figure 5.

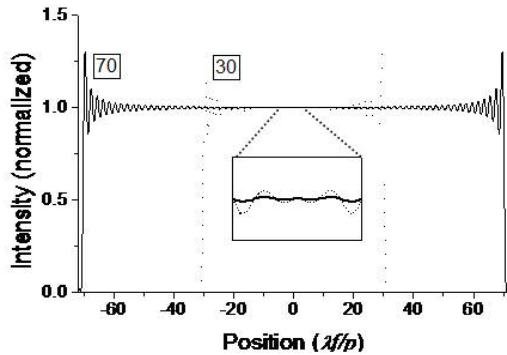


Fig. 7. X-directional cross section of the diffracted light intensity distribution when $b=p$. The number in the box is the highest order of the diffracted wave in the target area. The inset shows the enlarged graph near the center point.

커지며, 또한 수평(또는 수직) 방향보다는 대각선 방향의 요동이 더 크다. 특히 $b=p$ 일 때 중심($X=0$) 부근에서 매우 균일한 세기 분포를 보이는데, 이로부터 더 많은 sinc 함수들이 더해질수록 더 균일한 세기 분포를 만들 것이라 추측할 수 있다. 이를 그림 7에서 확인할 수 있다.

그림 7은 $b=p$ 일 때, 두 가지 경우에 대해 광 세기 분포의 수평 방향 단면도를 나타낸 것이다. 네모 속의 숫자는 목표 영역 안에 포함된 최대 회절 차수를 나타낸 것으로, 예를 들어 '30'은 $(\pm 30, \pm 30)$ -차까지 균일화기의 목표 안에 포함되었음을 의미한다. 두 개의 그래프를 비교해 보면 가장자리에서는 세기의 요동이 거의 유사함을 알 수 있다. 진동의 간격도 같고 진동의 폭도 같다. 그러나 중심부로 가면 두 경우의 차이가 드러난다. '70'의 경우에 더 넓은 영역에서 균일한 세기를 보인다. 아래쪽 상자 안에 있는 그래프는 중심점 부분을 확대한 것인데, 이를 보면 중심에서의 세기 균일도도 '30'보다 '70'이 더 좋음을 알 수 있다.

광 세기 균일화기를 실제 현장에서 응용할 때 광 세기의 최대 허용 편차를 $\pm 5\%$ 라고 가정한다면, 그림 5,6,7에서 가장 바깥에 있는 세 개의 첨두값들은 5% 편차를 초과하므로 그 이내의 영역만이 그 조건을 만족한다. 이렇게 5% 이하 편차 조건을 만족하는 영역을 전체 영역(설계 영역)에 대한 면적 비율로 나타내면, $(\pm 10, \pm 10)$ -차 회절광들이 포함될 경우에는 31%, $(\pm 30, \pm 30)$ -차까지 포함될 경우에는 67%, 그리고 $(\pm 70, \pm 70)$ -차까지 포함될 경우에는 85%이다. 차수가 높아질수록 100%에 근접

하게 되며 따라서 홀로그램 균일화기를 설계할 때 가능하면 많은 회절 차수가 목표 영역에 포함되도록 해야 한다.

4. 결론

사각형 형태의 레이저 광이 주기적인 홀로그램에 입사할 때 회절광의 파동 함수를 프라운호퍼 회절 이론을 통하여 구하였다. 회절광은 일정한 간격을 갖는 2차원 sinc 함수들의 합으로 표현되는데, 홀로그램의 주기와 입사광의 크기의 비율을 변화시키며 회절광의 세기를 계산한 결과 홀로그램의 주기와 입사광의 크기가 같을 때 세기가 가장 균일한 분포를 보였다. 회절광들이 많이 겹치는 중심 부분에서 가장 균일한 분포를 보였으며 가장자리로 갈수록 세기 편차가 커졌다. 또한 더 많은 sinc 함수들이 더해질수록 중심부의 균일성도 좋아졌다. 따라서 충분히 많은 차수의 회절광들이 목표 영역에 포함되도록 홀로그램을 설계하면 효율이 높은 광 균일화기를 만들 수 있음을 확인하였다.

REFERENCES

- [1] E. K. W. Gan, H. Y. Zheng, and G. C. Lim, *Proc. 2000 IEEE Electronics Packaging Technology Conference* (IEEE, Singapore, 2000) p. 321.
- [2] S. Corvett, J. Strole, K. Johnston, E. J. Swenson, and Weixiong, *IEEE Trans. Electron. Packag. Manuf.*, **28**, 312 (2005).
- [3] C. P. Chang and Y. S. Wu, *Electron. Lett.*, **44**, 1157 (2008).
- [4] S. H. Cho, I. K. Lee, Y. H. Kim, D. K. Moon, and J. I. Han, *J. Korean Vac. Soc.* **13**, 29 (2004).
- [5] M. Scaggs, N. Rizvi, A. Goater, G. Owen, and G. Haas, *Proc. ICALEO 2008 Laser Material Processing Conference* (Laser Institute of America, Temecula, California, 2008) p. 575.
- [6] C. Kopp, L. Ravel, and P. Meyrueis, *J. Opt. A. Pure Appl. Opt.*, **1**, 398 (1999).
- [7] T. Hirai, K. Fuse, K. Kurisu, and K. Ebata, *SEI Technical Review*, **60**, 17 (2005).
- [8] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics, 3rd ed.* (Roberts & Company, Englewood, 2005) p. 105.
- [9] J. D. Gaskil, *Linear Systems, Fourier Transforms, and Optics* (John Wiley & Sons, New York, 1978) p. 279.
- [10] Y. Ho. Oh and C. S. Go, *Korean J. Opt. Photon.*, **16**, 334 (2005).