

## 제5장 회절

### 5.1 회절의 기초개념

미지의 화학물질에 대한 구성원소를 밝히기 위해서 화학실험실에서 사용하는 적외선 분광기와 가시광 분광기 새로운 결정형태의 물질 구조를 조사하는데 사용하는 고체물리실험실의 X선 분광기, 광통신에서 사용하는 광통신용 파장을 조사하는 스펙트럼 분석기 등과 같은 현대과학에서 필수적인 분석장비들은 회절(diffraction)이라는 현상을 이용하여 고안된 것들이다. 이들 장비들에 들어가는 회절이란 현상은 도대체 무엇일까? 결론적인 말이지만 회절이라는 현상은 빛(전자기파)이 파동이라는 중요한 증거이며, 앞서 살펴본 간섭과 편광현상과 더불어 빛

(spherical wavelets)들의 중심으로 작용하며, 일정시간이 흐른 후 새로운 파면은 2차구면작은파들의 포락선(envelope)으로 만들어진다는 것이다. 파면상의 어떤 점에서 합성 변위를 구하기 위해서는 2차의 구면작은파들의 진폭과 상대위상을 고려하고 중첩의 원리를 사용하여 이들에 의하여 생긴 모든 개개의 변위들을 결합한다.

점광원과 스크린이 회절을 발생시키는 장애물로부터 적당한 거리에 놓인 경우를 근거리 회절(near field diffraction) 또는 Augustin Jean Fresnel의 이름을 딴 프레넬 회절(Fresnel diffraction)이라고 한다. 이는 장애물에 들어오는 광파와 이를 통과하여 회절하는 광파들이 모두 구면파가 되는 경우이다. 반면에 광원, 장애물, 스크린들 사이의 거리를 충분히 멀게 한다면 이 구면파들을 평면파로 취급할 수 있는데, 이러한 경우를 원거리 회절

---

# 현대광공학 개론 III : 파동광학2

조재홍\*

의 가장 중요한 파동성을 나타낸다. 그리고 회절은 간섭의 연장선상에서 설명이 가능한 현상이다.

회절은 빛(전자기파)이 공간을 전파해가거나 또는 장애물을 만나서 굴절하거나 퍼져나가는 현상을 말하는 것으로 빛뿐만이 아니라 모든 종류의 파동에서 일어난다. 파동의 일부가 어떤 장애물을 만났을 때 통과하는 부분의 파면들에 의한 간섭으로부터 회절이 일어나는 것으로 설명할 수 있다. 그러므로 사진기, 현미경, 망원경 등과 같은 모든 일정한 구경을 갖는 광학기기들은 모두 회절이 생긴다고 생각할 수 있다.

단색광이 구멍이나 불투명 물체를 비출 때 회절현상에 의하여 생기는 특이한 줄무늬 등과 같은 현상들은 호이겐스 원리(Huygens' principle)로 설명할 수 있다. 즉 파동이 공간을 전파하는 과정이나 특이한 장애물을 만난 경우에 있어서 1차 파면 상의 모든 점은 2차구면작은파

(far field diffraction) 또는 Joseph von Fraunhofer의 이름을 딴 프라운호퍼 회절(Fraunhofer diffraction)이라고 한다. 프라운호퍼 회절이 프레넬 회절보다 실험적으로 보여주기 어렵지만 이론은 훨씬 더 간편하다.

앞서 설명한 간섭(interference)과 여기에서 말하고자 하는 회절은 근본적인 차이가 없다. 왜냐하면 간섭에서는 단지 2개의 광원에서 나오는 광파간의 중첩현상(영의 간섭실험, 뉴턴 링, 마이켈슨 간섭계 등)을 이용하거나 여러 개의 광파가 중첩하여 생기는 현상(패브리-페롯 간섭계 등)만을 설명하였으나, 회절은 근본적으로 장애물에서 무한개의 1차 광파들에 의한 중첩현상(이를 호이겐스 원리라고 함)을 말하는 것으로 양쪽 다 광파의 중첩현상이라는 면에서 동일한 자연현상으로 설명할 수 있다. 즉 호이겐스 원리는 중첩원리만을 가지고 정성적으로 회절을 설명하고 있다. 앞으로 여러 가지 장애물의 형태에

\* 한남대학교 광·전자물리학과 정교수 jhjo@hannam.ac.kr

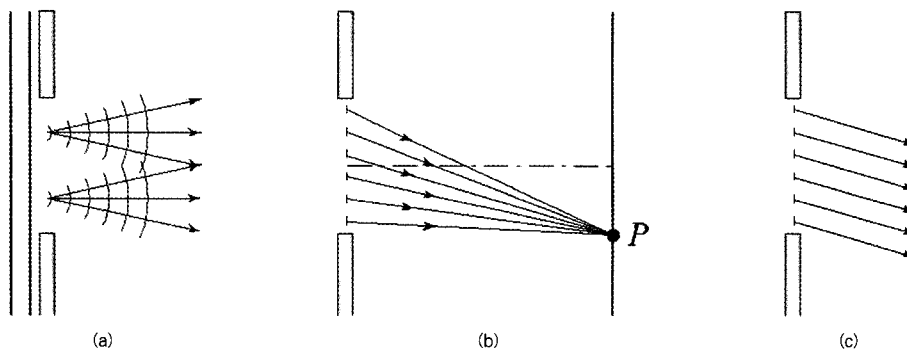


그림 5.1 단일슬릿에서의 회절

서의 회절을 보고자 할 때에는 주로 호이겐스 원리로 설명하고자 하며, 이 원리만으로도 대부분의 회절현상들은 설명이 가능하다. 그러나 이 원리만을 가지고는 푸아송 반점(Poisson's spot)과 같은 현상을 설명하지 못하며, 회절에 의한 광의 분포도를 매우 정확하게 정량적으로 설명하지 못한다. 이러한 호이겐스 원리를 보다 정량적으로 유도하여 회절현상을 해결하는 이론은 광파(전기장)의 벡터적 성질, 즉 편광을 무시하고 광파의 크기만을 고려하여 유도한 프레넬-키르히호프(Fresnel-Kirchhoff) 스칼라 회절이론이 있다. 그리고 이 이론의 몇 가지 모순을 해결하고 구멍(aperture)이 평면이라는 조건하에서 구한 회절식이 제 1차 레일리-조머펠트(Rayleigh-Sommerfeld) 스칼라 회절식이다.

## 5.2 단일슬릿에서 프라운호퍼 회절

폭이 매우 좁고 길이가 긴 하나의 슬릿을 평행광으로 비추다면 기하광학적으로는 단순하게 슬릿과 같은 형태의 밝은 형태만이 생긴다. 그러나 실제로는 슬릿에서 회절이 발생하여 슬릿 뒤의 스크린에서 광속이 수직으로 퍼진 형태가 된다. 이러한 회절무늬는 중앙의 넓고 밝은 띠와 이로부터 위아래 방향으로 급속히 빛의 세기(intensity, 이에 대한 정확한 표준용어는 복사조도(irradiance)임)가 약해지면서 어두운 띠와 밝은 띠가 교차하는 줄무늬로 되어 있다. 이 중앙의 밝은 띠는 그 폭이 교차하는 위아래 줄무늬들의 각 폭보다 2배가 넓으며, 전체 회절무늬의 빛의 세기중 약 85%를 차지한다. 그리고 이 중앙부분의 줄무늬 폭은 슬릿 폭에 반비례한다. 이러한 단일 슬릿에서의 회절된 빛의 밝기 분포는 밤에 멀리

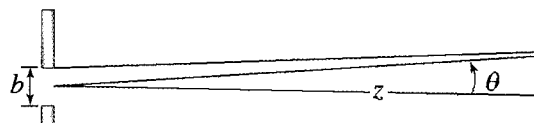


그림 5.2 단일슬릿의 구조와 이에 의한 프라운호퍼 회절을 보기위한 배치도

떨어져 있는 가로등을 두 개의 손가락을 매우 가깝게 붙여서 눈에 가까이 대고 보면 쉽게 관찰할 수 있다.

그림 5.1은 앞서 설명한 단일 슬릿을 옆에서 본 그림으로 슬릿의 열린 좁은 폭을 그려놓았다. 슬릿의 긴 쪽이 그림에 대해서 수직이다. 호이겐스의 원리에 따라 열린 슬릿의 매우 작은 각 면적소가 2차구면작은파들의 파원이 된다. 그림 5.1(a)에서 보듯이 단일슬릿을 본 교과서에 수직이면서 긴 쪽 방향에 나란하고 동일한 폭을 갖는 여러 개의 가느다란 띠로 나누어 생각할 수 있다. 원통형의 2차 구면작은파들이 이 단면에서처럼 각 띠의 조각들에서 퍼져나가는 것으로 생각할 수 있다. 그림 5.1(b)에서 보듯이 슬릿에서 나온 2차구면작은파들의 위상과 진폭들을 고려하고 개개의 파들을 모두 더하여 스크린 상의 P 점에서 최종 밝기(복사조도)를 예측할 수 있다. 일단 단일슬릿의 회절문제를 간단하게 살펴보기 위해서 슬릿의 각 부분에서 스크린 상의 특정한 P점까지 가는 모든 광선들이 평행하도록 스크린을 충분히 멀리 설치하거나(그림 5.1(c)) 슬릿의 바로 뒤에 볼록렌즈를 설치하고 렌즈의 초평면(focal plane)에 스크린을 설치하는 경우를 생각하자. 그러면 그림 5.5 (b)와 같은 상황이 프레넬 회절

이 되며, 그림 5.1(c)와 (c)에 렌즈를 설치한 경우가 프라운호퍼 회절이 된다.

그림 5.2에서 보듯이 파장이  $\lambda$ 인 단색광으로 슬릿폭이  $b$ 인 단일슬릿을 비춘다고 가정하고, 이 슬릿으로부터  $z$ 만큼 떨어진 스크린 상의  $x$ 에 있는 P점에 생기는 프라운호퍼 회절을 살펴보자. 슬릿내의 한 띠는 위쪽 슬릿의 가장자리 바로 아래에 있고 다른 하나는 슬릿의 중앙에 있는 두 개의 띠에서 나오는 파들의 간섭을 생각함으로써 단일슬릿에서의 회절현상을 근사적으로나마 이해할 수 있다. 이 두 띠에서 P점까지의 경로차는  $(b/2)\sin\theta$ 가 된다. 여기에서  $\theta$ 는 그림 5.2에서 보듯이 슬릿의 중앙에서 스크린상의 P점까지의 경사각이다. 이 경로차가  $\lambda/2$ 가 된다면 이 두 개의 띠에서 나온 빛은 반파장의 위상차를 가지고 P점에서는 서로 상쇄된다. 이와 유사하게 이 두 개의 띠 아래에 있는 또 다른 두 개의 띠에서 나온 빛들도 위상이 반파장 차이로 P점에서 만나므로 서로 상쇄된다. 이 결과 P점에서 빛들은 완전히 상쇄되어 이들의 간섭무늬는 어두운 무늬가 된다. 그 조건은 아래와 같이 경로차가 반파장의 정수배가 되는 어두운 무늬를 나타내는 다른 지점들에 대해서도 확대할 수 있다.

$$\sin\theta = \frac{m\lambda}{b} \quad (m = \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots) \quad (5.1)$$

그리고 이들 어두운 무늬들 사이에 밝은 무늬들이 관찰되며, 스크린의 정중앙에서는 (5.1)식에  $m=0$ 을 대입하는 어두운 무늬가 관찰되지 않으며 슬릿의 모든 띠들에서 나온 빛들이 같은 위상으로 중첩되므로 매우 밝은 넓은 무늬가 관찰된다. (5.1)식에서 실제의 프라운호퍼 회절에 대한 모든 경우들은 스크린 크기에 비해서 슬릿과 스크린 사이의 거리가 넓기 때문에  $\sin\theta \approx \tan\theta \approx \theta$ 로 근사할 수 있으며,  $x_m$ 이  $m$ 번째 어두운 무늬의 스크린에서의 높이라고 한다면  $\tan\theta = x_m/z$ 이므로 (5.1)식은

$$x_m = z \frac{m\lambda}{b} \quad (m = \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots) \quad (5.2)$$

이 된다. 이 식은 단일슬릿에서는 어두운 무늬이지만 다음 절에서 언급하고자 하는 이중슬릿에서는 밝은 무늬의 식을 나타내는 식과 일치하므로 혼란이 없도록 해야



그림 5.3 단일슬릿에서의 프라운호퍼 회절의 복사조도 분포

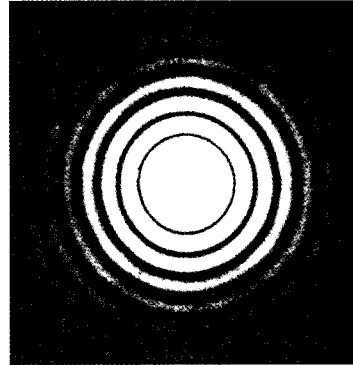


그림 5.4 원형구멍에서의 프라운호퍼 회절에 대한 복사조도 분포

한다는 것과 회절에서는  $m=0$ 은 어두운 무늬가 아니고 밝은 무늬라는 것을 주의하여야한다.

단일슬릿에 의한 회절무늬의 분포를 보기 위해서는 앞에서 사용한 방법, 즉 호이겐스 원리에 따라 슬릿을 여러 개의 띠로 나누어서 이들 띠들에서 나온 평면파의 조각들이 슬릿면에 대한 법선으로부터  $\theta$ 만큼 기울어진 스크린 위의 한 점 P에 모여서 무늬를 형성한다고 생각하여 구할 수 있다. 그러면 단일슬릿에 의한 회절무늬의 밝기, 즉 복사조도는

$$I = I_0 (\sin\beta/\beta)^2 \quad (5.2)$$

이 되며, 여기에서  $\beta = (1/2)(2\pi/\lambda)bsin\theta$ 이다.

이러한 단일슬릿에서의 프라운호퍼 회절무늬의 밝기 분포에 대한 고찰은 위상차를 사용하는 대략적인 방법이 아닌, 앞서 말한 정밀한 회절식을 이용하여 구할 수 있다. 슬릿의 길이  $L$ 이고 폭이  $b$  ( $b \ll L$ )인 단일슬릿의 구멍함수는 1차원 사각함수(rectangular function)로 놓을 수 있다. 이러한 단일슬릿에서의 프라운호퍼 회절 분포는 그림 5.3과 같다. 즉 회절광의 분포가 첫 번째로 최소가 되는 지점, 즉 어두운 회절무늬의 위치  $x$ 는  $\beta = \pm\pi$ 에서 나오고, 이는  $\sin\theta = \lambda/b \approx x/z$ 이 되는데, 이 식은 간단한 고

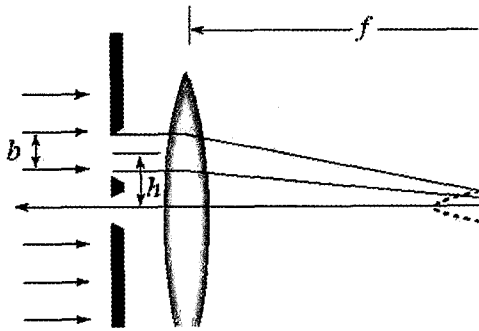


그림 5.5 이중슬릿에서의 프라운호퍼 회절을 보기위한 배치도.

찰로부터 유도한 (5.1)식과 (5.2)식의  $m=1$ 인 경우와 일치한다. 그리고  $\beta=0$ 인 경우 (5.3)식은 부정형이 되므로 로피탈(L'Hopital)의 정리로 분모와 분자를 2번 미분하여  $\beta=0$ 을 대입하면 복사조도가 가장 큰 값이 나온다.

그리고 지름 D인 원형구멍의 경우에는 직각좌표계가 아닌 원좌표계를 사용하여 프라운호퍼 회절식의 수학적 표현인 푸리에-베셀(Fourier-Bessel) 변환을 계산하면 제1종 제1차 베셀(Bessel)함수인  $J_1$ 으로 프라운호퍼 회절광의 분포를 나타낼 수 있다. 이에 대한 분포도의 사진은 그림 5.4에서 볼 수 있다. 이로부터 회절광의 밝기가 첫 번째로 최소가 되는 곳인  $x_1$ 의 조건은

$$\sin\theta = 1.22 \frac{\lambda}{D} \approx \frac{x_1}{z} \quad (5.4)$$

이 된다. 이러한 원형구멍에 의한 회절광의 복사조도 분포에서 중앙의 가장 밝은 큰 원을 에어리(Airy) 원판이라고 하며, 두 회절분포의 에어리 원판의 중심들 사이의 거리는 (5.4)식의  $x_1$ 과 같다. 이러한 두 근접된 원형구멍에서의 회절시 에어리 원판끼리 구별하여 두 개의 구멍이 있다는 것을 구별할 필요가 있는데, 이러한 두 근접한 구멍에서 나온 회절광의 분포를 구별하는 조건을 레일리(Rayleigh) 기준이라고 한다.

### 5.3 이중슬릿에서의 프라운호퍼 회절

영(Young)의 간섭실험과 같이 두 개의 구멍에서 나오는 빛의 간섭현상과 유사하게 그림 5.5와 같이 각각 폭이 b이고 거리가 h만큼 떨어져있는 두 개의 긴 슬릿이 붙어

있는 이중슬릿의 경우는 이 두 슬릿사이의 중심에서 거리 z만큼 떨어진 스크린에 생기는 이중슬릿의 프라운호퍼 회절광에 대한 복사조도는 단일슬릿의 프라운호퍼 회절광에 대한 복사조도와는 다르게 단일슬릿의 회절효과에 두 슬릿에서 나오는 빛들 사이의 간섭효과가 겹쳐서 나타난다. 이러한 이중슬릿의 프라운호퍼 회절에 대한 복사조도의 분포는

$$I = I_0 \left( \frac{\sin\theta}{b} \right)^2 \cos^2\gamma \quad (5.5)$$

이다. 여기에서

$$\beta = (1/2)kb \sin\theta \approx (1/2)kb(x/z) \quad (5.6)$$

이고,

$$\gamma = (1/2)khsin\theta \approx (1/2)kh(x/z) \quad (5.7)$$

이다. (5.6)식과 (5.7)식에서  $\theta$ 는 그림 5.6에서 보듯이 회절광선의 방향을 나타내고,  $I_0$ 는  $\theta=0$ 에서의 회절광의 복사조도이다. 이 식들에서 뒤쪽의 근사는 슬릿면과 스크린 사이가 거리 z가 회절무늬의 크기(스크린의 크기로 생각해도 됨) x보다 훨씬 크다는 가정에서 성립하는데, 보통 프라운호퍼 회절에서 성립하는 가정이다. 이러한 회절광 분포는 앞서 단일슬릿에서 살펴본 바와 같이 호이겐스 원리를 사용하여 슬릿을 가느다란 띠로 나누어 이 띠들에서 나오는 빛(전기장)들의 위상자의 중첩으로 해석할 수 있다.

(5.5)식에서 보듯이 회절분포가  $\beta$ 에 따라  $(\sin\beta/\beta)^2$ 으로 변하는 큰 포락선은 단일슬릿에 의한 회절효과이며,  $\gamma$ 에 따라  $\cos^2\gamma$ 로 변동하는 것은 두 슬릿 사이의 간섭효과로 해석할 수 있다. 간격이 넓은 포락선의 어두운 부분의 위치는  $\beta=m\pi$ ( $m=$ 정수)이고, 간격이 좁은 밝은 무늬들의 최대 밝기를 갖는 위치는  $\gamma=l\pi$ ( $l=$ 정수)이다. 그러므로  $\sin\theta \approx \tan\theta \approx \theta$ 라는 가정을 하면, 간격이 넓은 m번째 어두운 무늬의 위치  $x_m$ 는

$$x_m = (m\lambda/b)z \quad (5.8)$$

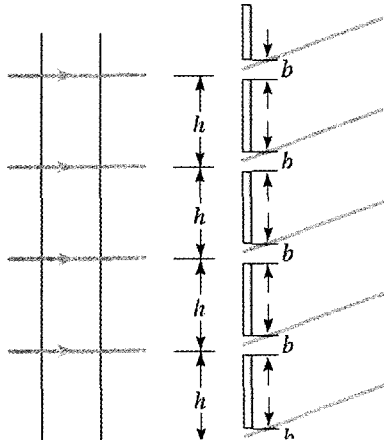


그림 5.6 다중슬릿의 구조

이고, 간격이 좁은 1번째 밝은 무늬의 위치  $x_1$ 은

$$x_1 = (1 \lambda/h)z \quad (5.9)$$

이 된다. 그리고 간격이 좁은 밝은 무늬들 사이의 간격은  $\Delta\theta \approx 2\pi/kh = \lambda/h$ 이다. 그러므로 같은 차수에서 슬릿 폭  $b$ 가 슬릿 간격  $h$ 보다 작으므로 (5.8)식과 (5.9)식으로부터  $x_m > x_1$ 이 된다. 그리고 좁고 밝은 무늬들의 간격을 줄이고자 한다면  $h$ 의 간격을 늘리되  $b$ 보다는 작게 한다.

#### 5.4 회절격자(다중슬릿)에서의 프라운호퍼 회절

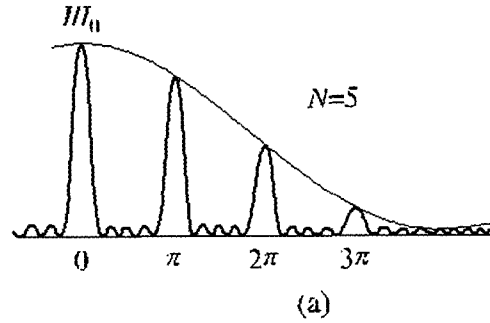
그림 5.6에서 보듯이 폭이  $b$ 이면서 간격이  $h$ 인 동일한 평행의 긴 슬릿 개로 구성된 다중슬릿의 구멍에서의 프라운호퍼 회절광이 이 다중슬릿으로부터  $Z$ 만큼 떨어진 스크린에 만든 복사조도 분포는 다음과 같다.

$$I = I_0 \left( \frac{\sin\theta}{\beta} \right)^2 \left( \frac{\sin N\gamma}{N\sin\gamma} \right)^2 \quad (5.10)$$

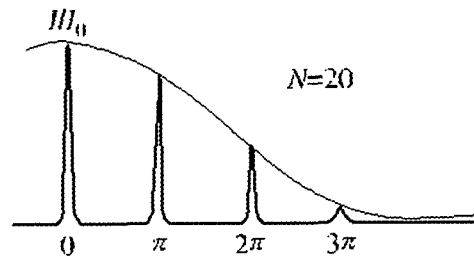
여기에서

$$\beta = (1/2)kbsin\theta \approx (1/2)kb(x/z) \quad (5.11)$$

이고,



(a)



(b)

그림 5.7 다중슬릿에서 프라운호퍼 회절에 의한 복사조도의 분포.

$$\gamma = (1/2)khsin\theta \approx (1/2)kb(x/z) \quad (5.12)$$

이다. (5.10)식~(5.12)식에서  $\theta$ 는 회절광선의 방향을 나타내고,  $I_0$ 는  $\theta=0$ 에서의 회절광의 복사조도이며,  $x$ 는 스크린의 중앙에서 회절무늬의 위치까지의 거리이다. 특히 (5.11)식과 (5.12)식에서 뒤의 근사식은 이중슬릿의 경우와 같이 슬릿과 스크린 사이의 거리  $z$ 가 회절무늬의 크기  $x$ 보다 훨씬 크다는 가정에서 성립하는데, 보통 프라운호퍼 회절에서 성립하는 가정이다. 그림 5.7(a)와 (b)는 이러한 복사조도의 분포를 슬릿수  $N=5$  개와  $N=20$  개의 경우에 대하여 보여준다. 그림 5.7(a)에서 보듯이 다중슬릿에 의한 프라운호퍼 회절무늬는 스크린의 중앙에서 멀어질수록 가늘고 강한 피크(peak)들과 이들 사이에 아주 작은 피크들이 서서히 줄어들다가 넓고 큰 포락선에 해당하는 어두운 무늬로 완전히 줄어든다. 이에 따라서 다시 회절무늬의 밝기는 커진다. 이와 같이 아주 좁으면서 가장 큰 피크에 해당하는 주요극대치(principle maxima)들은  $\gamma = p\pi$  ( $p=0,1,2,\dots$ )에서 일어나며, 이로부터

$$h \sin \theta = p \lambda \quad (5.13)$$

와 같은 수직입사시의 파장과 회절각 사이의 관계를 나타내는 회절격자 방정식(grating formula)이 유도된다. 여기에서  $p$ 는 회절차수(order of diffraction)라고 한다. 그리고 작은 피크들에 해당하는 이차 극대치(secondary maxima)는  $\gamma = 3\pi/2N, 5\pi/2N, \dots$  근처에서 생기며, 동시에 회절광의 복사조도가 최소가 되는 최소치는  $\gamma = \pi/N, 2\pi/N, 3\pi/N, \dots$  에서 생긴다.

이러한 다중슬릿을 회절격자라고 하는데, 이 회절격자는 그림 6.4(c)와 같이 서로 다른 두 개의 파장을 분해할 수 있다. 이러한 중심파장  $\lambda$ 와 분해할 수 있는 두 파장 사이의 차  $\Delta\lambda$ 의 비로 정의하는 회절격자의 분해능(RP : resolving power)은

$$RP = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = Np \quad (5.14)$$

이다. 여기에서 보듯이 분해능이 높으려면, 즉 파장차를 미세하게 구분하려면 슬릿수  $N$ 을 크게 해야 하며, 고차 회절광을 이용해야 한다. 이는 곧 슬릿의 폭은 좁게 많이 만들어야 한다는 것을 의미한다.

지금까지 설명한 회절격자는 다중슬릿의 열린 구멍들로 빛이 지나가는 투과형 진폭(회절)격자(transmission amplitude grating)이며, 이는 고분해능 필름(코닥 649F나 마이크로 필름)을 사용한 이중광속 간섭계 방법이나 반도체 소자 제작용 리소그래피(lithography) 방법으로 1000 line-pairs/mm 이상의 회절격자를 제작할 수 있다. 또한 그림 5.8처럼 유리에 알루미늄을 코팅하고 이를 다이아몬드 날로 금을 그어서 만드는 반사형 진폭 회절격자(reflection amplitude grating)도 있다. 이러한 다이아몬드 날로 금을 그어서 만드는 회절격자를 패선격자(ruled grating)라고 하는데, 이러한 회절격자를 제작하는 것은 매우 어렵기 때문에 이들 패선격자 원판만을 1개 만들어서 이를 찍어내는 복제품을 사용한다.

그리고 고분해능 필름을 표백(bleaching)시키거나 유리나 투명한 플라스틱의 두께를 회절격자모양으로 깎아서 위상변조가 일어나도록 하는 투과형 위상(회절)격자(transmission phase grating)도 있다. 보통 위상형 회절격자가 진폭형 회절격자보다 회절효율(diffraction

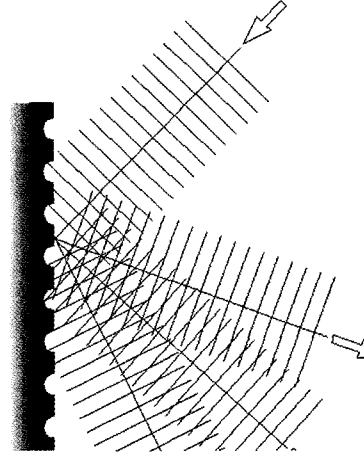


그림 5.8 반사형 회절격자

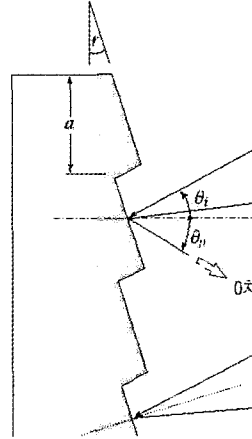


그림 5.9 경사진 입사광에 대한 반사형 회절격자의 회절

efficiency)이 수배 좋다. 여기에서 회절효율은 1차 회절광의 복사조도를 전체 입사광의 복사조도로 나눈 값으로 정의하며, 회절격자에서는 회절광의 복사조도가 가장 크면서 회절된 1차광을 가장 널리 사용하므로 이 회절효율로 회절격자의 성능을 나타낸다.

투과형과 반사형 회절격자의 모든 경우에 있어서 수직입사시의 회절격자 방정식은 (5.13)식이다. 그러나 경사진 입사의 경우에는 이웃한 두 광선들 간의 경로차가 파장의 정수배가 될 때 보강간섭이 일어난다는 사실로부터 쉽게 다음과 같은 회절격자 방정식을

$$h(\sin \theta_p - \sin \theta_i) = p \lambda \quad (p=0,1,2,\dots) \quad (5.15)$$

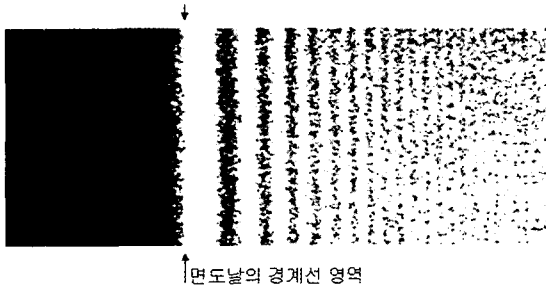
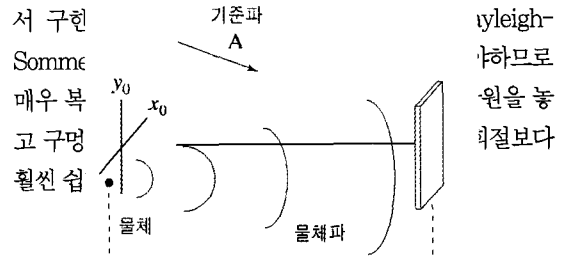


그림 5.10 면도날과 같은 1차원 칼날에 의한 프레넬 회절의 복사조도

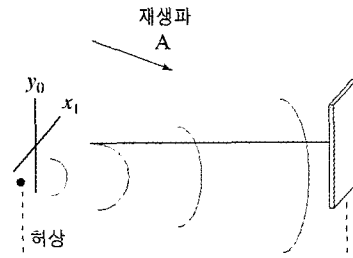
유도할 수 있다. 여기에서 그림 5.9에서 보는 것처럼  $n$ 은 회절차수이며,  $\theta_p$ 은  $p$ 차의 회절광이 격자의 수직면에 대한 회절각이며  $\theta$ 는 격자의 수직면에 대해서 입사하는 각도이다. 특별히 1차 회절광으로 분광하거나 빛의 방향을 바꾸거나 1차 회절광에 주파수를 변조하는 것과 같은 용도로 사용할 때, 1차 회절광으로 회절된 빛의 에너지 효율을 극대화 하기 위해서는 회절격자의 회절효율이 100%에 접근하도록 만들어야 한다. 이를 위해서는 반사형 회절격자의 패시너를 제작할 때 그림 5.9와 같은 한쪽 방향으로 비대칭 톱니같이 경사지게 제작한 경사진 회절격자(blazed grating)를 제작하여 사용한다. 이 경우 대부분의 회절광이 거울면같이 보이는 경사진 면의 수직면으로 나가는 거울반사의 조건을 만족하기 때문에 회절격자의 회절효율이 100%까지도 가능하다. 이 때 파장  $\lambda$ 인 입사광이 수직입사한다고 가정한다면, 그림 5.9에서 보듯이 경사진 회절격자면의 경사각을  $\gamma$ 라고 할 경우 회절격자 방정식은  $h \sin(2\gamma) = p\lambda$  ( $p=0,1,2,\dots$ )가 된다. 즉 최대 회절이 일어나는 회절각은 수직으로부터 경사각의 2배에 해당하는 각도로 일정하다. 이러한 회절격자는 분광기(spectrometer)나 레이저 단일파장 발진을 하는데 사용한다.

### 5.5 프레넬 회절

프라운호퍼 회절조건을 만족하지 못하는 경우에는 구멍에서 평면파가 나가는 것이 아니라 구면파가 나가게 된다. 이러한 경우의 회절을 프레넬(Fresnel) 회절이라고 한다. 이 경우는 수학적으로 프레넬-키르히호프(Fresnel-Kirchhoff) 스칼라 회절식이나 이 식의 몇 가지 모순을 해결하고 구멍(aperture)이 평면이라는 조건하에



(a)



(b)

그림 6.1 홀로그래피의 원리 ; 홀로그래피에서 파면재생에 의한 결상. (a) 점광원 물체의 홀로그램 기록, (b) 재생파에 의한 허상

1차원 칼날에 의한 프레넬 회절을 살펴보면 그림 5.10과 같이 된다. 즉 칼날의 경계면 안의 어두운 곳으로 경계면부터 빛이 일부 스며들어가며, 밝은 곳에서는 진동하는 밝기가 있어서 마치 점점 좁아지는 줄무늬의 띠가 생기는 것을 알 수 있다. 이는 프라운호퍼 회절 실험결과와는 다른 양상임을 알 수 있다.

## 제6장 홀로그래피와 푸리에 광학

### 6.1 홀로그래피의 원리

우리의 주변에서 고액의 지폐나 신용카드의 한쪽에 들어가는 홀로그램을 보면 여러 방향에서 볼 때 새나 지구와 같은 색색의 입체적인 형태가 나타나는 것을 볼 수 있다. 이는 백색광 홀로그램의 일종으로 3차원 정보를 가지는 특이한 특징으로 인하여 합부로 이를 복사할 수 없다. 이러한 가간섭 광원인 레이저를 이용하여 3차원 물체의 진폭과 위상정보를 기록하고 이를 복원하는 기술을 홀로그래피(holography)라고 하며, 물체의 진폭과 위상정보를 기록한 매체를 홀로그램(hologram)이라고 한다.

그림 6.1(a)에서와 같이 레이저광이 물체에서 반사 또

는 투과하여 나온 파를 물체파(object wave)라고 하며 이 물체파의 표현은 일반적으로 전기장으로 복소수 함수  $a(x,y)$ 와 같이 기술하고 이 물체파와 간섭하는 기준파(reference wave)를 전기장으로 복소수 함수  $A(x,y)$ 라고 한다면, 이들의 간섭에 의한 복사조도는

$$I_i(x,y) = |A(x,y)|^2 + |a(x,y)|^2 + 2|A(x,y)| |a(x,y)| \cos[\psi(x,y) - \phi(x,y)] \quad (6.1)$$

이다. 여기에서 복소수 함수의 절대값들은 물체파와 기준파의 진폭이며,  $\psi$ 와  $\phi$ 는 물체파와 기준파의 각각의 위상이다. (6.1)식에서 둘째 항이 물체의 진폭 정보이고, 셋째 항이 물체파와 기준파의 상대적 위상정보를 갖고 있다. 간섭무늬를 새기는 필름에서 노출 변화는 가간섭광을 사용하므로 필름의 전기장의 투과비율인 노출량(빛의 복사조도와 노출시간의 곱으로 나타냄) Exp에 따른 투과계수의 변화를 실험적으로 기록해놓은 그림 7.2와 같은  $t_A$ -Exp곡선을 이용하여야 한다. 필름에 첫째 항은 기록매질에 전체에서 균일하게 작용하므로 진폭투과계수는 (6.1)식으로부터

$$t_A(x,y) = t_0 + \beta'(|a|^2 + A^*a + Aa^*) \quad (6.2)$$

와 같이 나타낼 수 있다. 여기에서  $A^*$ 와  $a^*$ 는 복소수 표현을 갖는  $A$ 와  $a$ 의 복소수 공액으로, 공액이라는 관계는 같은 복소수 함수의 허수  $i$ 를  $-i$ 로 바꾸어 넣는 것으로 파동의 진폭은 같고 위상만 라디안만큼 반전되는 것을 의미한다. 이러한 투과진폭계수를 갖는 사진필름이 홀로그래프이다.

(6.2)식으로 나타내는 홀로그래프에 가간섭광인 재생파(reconstruction wave)  $B(x,y)$ 로 조명한다면 필름에 의하여 투과된 빛의 전기장은

$$B(x,y)t_A(x,y) = t_0B + \beta'aa^*B + \beta'A^*Ba + \beta'ABa^* \quad (6.3)$$

이 된다. 여기에서 그림 6.1(b)에서와 같이  $B$ 가 원래 기준파를 사용한다면 셋째 항은  $\beta'|A|^2a$ 로 물체파인  $a$ 에 비례하는 항으로 정확히 물체의 파면을 재생한다. 이것에 의한 상은 그림 6.1(b)에서 보듯이 허상이며 홀로그래프 왼쪽에 생긴다. 그리고  $B$ 를 기준파의 공액파인  $A^*$ 로

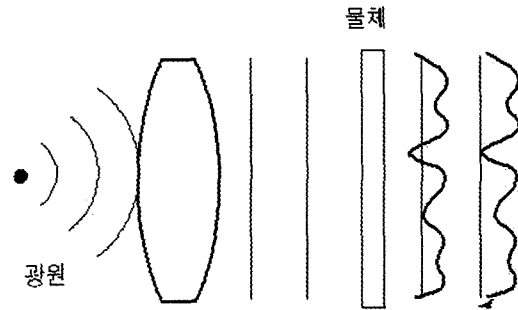


그림 6.2 게이버 홀로그래프인 온셋 기준파 홀로그래프의 제작 배치도

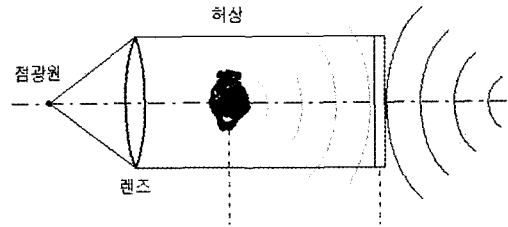


그림 6.3 게이버 홀로그래프의 재생시 생기는 쌍둥이 영상

사용한다면 넷째 항은  $\beta'|A|^2a^*$ 이므로 물체파의 공액파(conjugate wave)인  $a^*$ 에 비례하는 항이 된다. 그러면 넷째 항에 의해서는 생기는 상은 실상이며, 홀로그래프 오른쪽에 생긴다. 여기에서 하나의 항만을 보고자한다면 나머지 3개의 항이 외부간섭항으로 작용하므로 이들을 제거하여야 한다.

초기의 홀로그래프 형태는 게이버(Gabor) 홀로그래프인 온셋 기준파(onset reference) 홀로그래프이다. 이는 그림 6.2와 같이 투과형 물체를 파장 인 가간섭광으로 조명했을 때 균일한 투과파가 기준파 역할을 하고 물체의 정보를 담은 진폭투과계수 형태에 의하여 산란된 물체파가 되면서 동일한 축 상에서 홀로그래프를 만든다. 그러나 이 홀로그래프에 의한 상재현시 그림 6.3과 같이 관찰자가 광축 상에서 상을 보아야 하며, 동시에 동일한 축 상에서 실상과 허상이 생기는 쌍둥이 영상(twin image)이 문제가 있다.

이러한 게이버 홀로그래프의 문제를 해결한 것이 라이스-



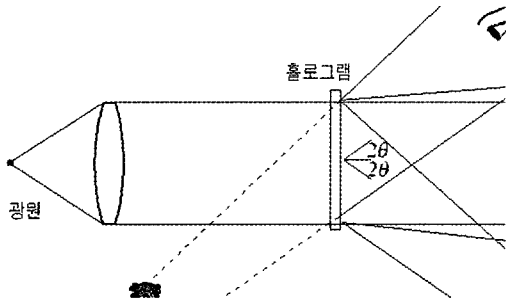


그림 6.4 라이스-유파트닉스 홀로그램으로 오프셋 기준파 홀로그램의 제작 배치도

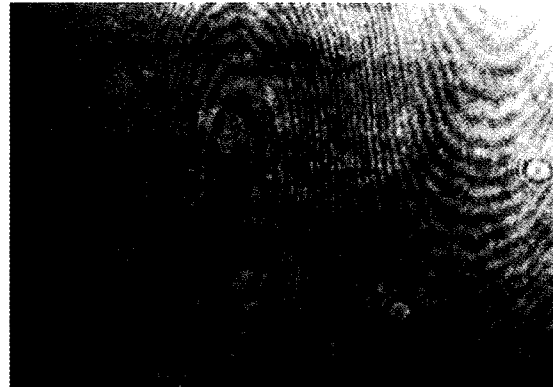


그림 6.6 필름에 새긴 전형적인 홀로그램의 사진

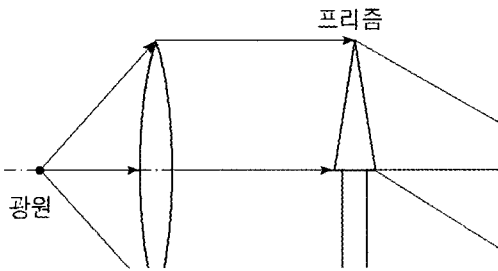


그림 6.5 라이스-유파트닉스 홀로그램의 재생

유파트닉스(Leith-Upatnieks) 홀로그램으로 오프셋 기준파(offset reference) 홀로그램이라고 한다. 이것은 그림 6.4에서 보듯이  $\zeta$ cycles/mm 이하의 공간주파수로 구성된 투과형 물체의 위에 프리즘을 놓아서 필름에 오는 기준파가 물체파와 동일축이 아닌 경사각  $2\theta$ 로 입사하여 간섭이 일어나도록 한 것이다. 이 경우 게이버(Gabor) 홀로그램에서 생긴 쌍둥이 영상의 문제와 광축 상에서 관찰해야한다는 문제 등이 해결된다. 그러면 이 홀로그램으로 재생을 할 경우, 그림 6.5와 같이 쌍둥이 영상이 서로 분리되고 광축에 근접한 방향으로 투과된 빛과 서로 분리되기 위한 최소한도의 경사각  $2\theta_{min}$ 은

$$2\theta = \sin^{-1}(3\zeta\lambda) \quad (6.4)$$

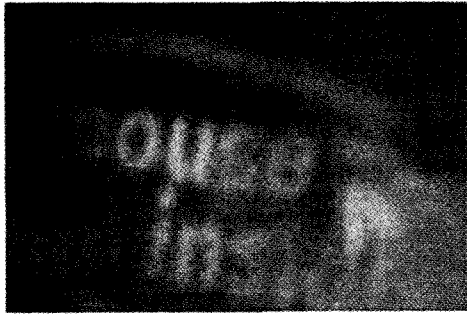
이 된다.

앞서 언급한 게이버 홀로그램과 라이스-유파트닉스(Leith-Upatnieks) 홀로그램은 물체가 투과형 2차원 형

태리는 것으로 본격적인 3차원 물체의 홀로그램으로 보기에는 미흡하다. 본격적인 최초의 3차원 홀로그램은 1964년 라이스와 유파트닉스가 그 당시로는 가장 최신의 가간섭광원인 헬륨-네온 레이저를 사용하여 라이스-유파트닉스 홀로그램을 확장하여 만든 3차원 홀로그램이다. 이는 그림 6.1에서 살펴보았듯이 가간섭 광원(레이저 광)을 확대하여 일부는 거울을 이용하여 기준파를 만들어 사진건판에 직접 조명하고, 일부는 직접 3차원 물체에 비추어 산란된 물체파가 기준파와는 다른 방향으로 사진건판에 들어와서 홀로그램이 형성되도록 배치한 것이다. 그림 6.6은 이렇게 제작한 홀로그램의 사진을 가까이에서 확대하여 찍은 것으로 수많은 간섭무늬들이 혼란스럽게 배치되어있음을 볼 수 있는데, 이들 간섭무늬들의 각 부분마다 물체의 3차원 형상정보, 즉 물체 전체의 진폭과 위상정보가 담겨있다. 이 때문에 홀로그램의 일부분이 파손되더라도 나머지 부분만으로도 물체의 3차원 정보를 다시 재생할 수가 있는 것이다.

## 6.2 홀로그램의 종류와 응용

홀로그램은 입사파장  $\lambda$ 에 대해서 두께 및 간섭무늬 간격  $A$ 의 상대적 간격에 따라 두꺼운 홀로그램(thick hologram)과 얇은 홀로그램(thin hologram)으로 나누는데, 이를 정량적으로  $Q = \frac{2\pi A d}{n\lambda^2}$ 의 값에 따라 구분하며,  $Q$ 가  $2\pi$ 보다 크면 두꺼운 홀로그램(회절격자)이며  $2\pi$ 보다 작으면 얇은 홀로그램이라고 한다. 여기에서  $\lambda$ 는 재생파의 진공중의 파장이며,  $d$ 는 감광유체의 두께이고,  $n$ 은 감광유체의 굴절률이고,  $A$ 는 두 평면파가  $2\theta$ 의 각도



(a)



(b)

그림 6.7 반사형 홀로그램으로부터 재생한 사진

로 겹쳐서 만들어지는 정현파(sine wave) 격자의 주기로  $\Lambda = \frac{\lambda}{2\sin(\frac{\theta}{2})}$ 의이다. 여기에서  $\lambda$ 는 매질 내에서의 파장이며, 종종 두꺼운 홀로그램을 부피 홀로그램(volume hologram)이라고도 한다.

그리고 홀로그램은 홀로그램에서 투과된 빛으로 상을 보는 투과형 홀로그램(transmission hologram)과 반사된 빛으로 상을 보는 반사형 홀로그램(reflection hologram)으로 나눌 수도 있다. 보통 얇은 홀로그램은 대부분이 투과형 홀로그램이며 밝은 상을 볼 수 있으며 재생용 광의 파장에 민감하지가 않다. 그러나 백색광으로 조명할 때에는 색번짐(chromatic blur)이 생기는 단점이 있다. 이와는 다르게 반사형 홀로그램은 기준파와 물체파를 각각 필름의 반대면에서 조명하여 (6.6)식의  $2\theta$ 가  $180^\circ$ 가 되도록 함으로써 격자의 주기가 필름 내에서 광파의 주기의 반이 되면서 동시에 필름의 면과 간섭무늬의 방향이 거의 평행이 되도록 한 두꺼운 홀로그램이다. 이는 재생과정에서 사용하는 재생파의 광원인 동시에 조명용 광원이 되므로 매우 실용적이다. 그리고 이러한 글씨와 쥐를 서로 다른 각도로 새겨놓은 반사형 홀로그램으로부터 재생한 사진을 그림 6.7에서 볼 수 있는데, (a)는 한쪽 각도에서 본 글씨("mouse inside"라는 글씨임)이고 (b)는 또 다른 각도로 본 쥐의 재생된 사진이다.

기록된 홀로그램이 기록매질의 굴절률이나 두께의 변조로 기록하는 위상형 홀로그램(phase hologram)과 기록매질의 흑백의 진폭변조로 기록하는 진폭형 홀로그램(amplitude hologram)으로 분류할 수 있다. 보통 사진필름이나 사진건판을 이용한 홀로그램들은 진폭형 홀로그램이지만, 특별히 회절효율을 증가시키거나 특수목적의

광정보처리용 필터를 만들기 위해서는 은염 감광유제인 사진필름을 표백화(bleaching)하여 위상형 홀로그램으로 만들기도 한다. 위상형 홀로그램은 대부분이 두꺼운 홀로그램이며 광폴리머(photopolymer) 필름, 중크롬산염 감광유제(dichromated gelatin),  $\text{LiNbO}_3$  결정,  $\text{BaTiO}_3$  결정,  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) 결정,  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO) 결정들과 같은 광굴절 물질(photorefractive materials)들이 대표적인 위상형 홀로그램용 기록매질들이다.

그리고 홀로그램을 상평면 상에서 기록한다면 이를 상 홀로그램(image hologram)이라고 하며, 이는 물체의 깊이가 크지 않은 3차원 물체의 기록에 사용한다. 종종 물체파가 필름(기록매질)까지 전파될 때 회절영역에 따라 프레넬 홀로그램(Fresnel hologram)과 프라운호퍼 홀로그램(Fraunhofer hologram)으로 나뉜다. 그리고 주로 투명한 물체에 대해서는 렌즈의 푸리에 변환을 이용하여 후방초점평면에서 홀로그램을 만드는 푸리에 홀로그램(Fourier hologram)을 사용한다. 종종 푸리에 변환용 렌즈가 없이 푸리에 홀로그램과 비슷한 특성을 갖는 무렌즈 푸리에 변환 홀로그램(lensless Fourier transform hologram)도 있다.

홀로그램을 영상 디스플레이(image display)로 사용할 수 있다. 초기에는 슬릿으로 홀로그램을 연속으로 찍고 나서 동일한 기준파로 조명하여 스테레오(stereo) 효과를 냄으로써 3차원 영상이 형성되도록 하는 홀로그래픽 스테레오그램(holographic stereogram)이 제안되었다. 그리고 나서 재생용 광원으로 조명을 겸한 백색광을 사용하여 1차원 시차정보(parallax information)를 희생하고 색번짐에 의한 영상의 흐려짐을 최소로 한 무지개 홀

로그램(rainbow hologram)이 홀로그램 디스플레이의 전환기를 마련하였다. 또한 물체의 360° 영상을 카메라로 연속촬영한 후, 가간섭광으로 조명한 이 카메라 필름(물체)의 물체파를 원통렌즈를 이용하여 줄무늬로 기록매질에 홀로그램화하는 다중 홀로그램(multiplex hologram)이 3차원 상을 재현하기 위하여 광범위하게 사용되는 홀로그래픽 디스플레이 장치이다. 종종 콤팩트 디스크(CD : compact disk)나 비디오 디스크(video disk) 또는 신용카드용 홀로그램등을 만들기 위하여 금속 마스터 홀로그램을 복제하는 엠보싱 홀로그램(embossing hologram)도 요즘에는 많이 사용한다.

### 6.3 홀로그램 기록매질

홀로그램 기록매질로는 사진필름인 은염(silver halide) 감광유제(gelatin)가 가장 보편적이다. 이에 해상도가 2000 cycles/mm 이상의 공간주파수 응답을 갖고 있으며 가시광의 전파장대에서 민감한(이를 전색성(panchromatic)이라고 함) 미국 코닥(Kodak)사의 649F 사진건판, 적색에서 민감하면서 5000 cycles/mm 이상의 해상도를 갖는 독일 아그파(Agfa-Gevaert)사의 8E75 HD, 7000 cycles/mm 이상의 해상도를 갖는 미국 일포드(Ilford)사의 FT340T 사진건판 등이 있다.

광폴리머(photopolymer) 필름은 높은 회절효율을 갖는 위상형 홀로그램을 만드는 기록매질로 사용하며 필름을 수 mm 두께로 만들 수 있으므로 부피 홀로그램용 기록매질로 사용한다. 이 광폴리머는 강한 빛에 노출된 부분과 약한 빛이 균일하게 노출된 부분이 굳어지는 현상이 틀려서 서로 다른 굴절률을 갖게 된다.

중크롬산염 감광유제(dichromated gelatin) 필름은 반사형으로 90 % 이상의 매우 높은 회절효율을 갖는 부피 위상형 홀로그램을 기록하는 기록매질로 많이 사용된다. 광폴리머와 유사하게 중크롬산이 함유된 감광유제가 빛을 받으면 경화(hardness)가 되면서 굴절률이 빛을 받지 않은 곳과 다른 굴절률을 갖게 된다. 이는 주로 488 nm와 514.5 nm의 Ar<sup>+</sup> 레이저용으로 사용하며 두께는 15 μm 정도인데, 감광시키기 위한 노출이 50~100 mJ/cm<sup>2</sup>로 매우 큰 것이 단점이다.

이 밖에 전기광학효과(electro-optic effect)와 빛에 대한 감광성(photosensitivity)으로 인하여 빛이 쏘인 곳과

쏘이지 않은 부분의 굴절률이 달라지는 광굴절 물질(photorefractive materials)이 실시간용 기록매질로 사용된다. 이러한 광굴절 물질로는 LiNbO<sub>3</sub> 결정, BaTiO<sub>3</sub> 결정, Bi<sub>12</sub>SiO<sub>20</sub>(BSO) 결정, Bi<sub>12</sub>GeO<sub>20</sub>(BGO)결정, SBN(strontium barium nitrate) 결정들이 있다.

마지막으로 컴퓨터로 홀로그래피 이론에 따라 홀로그램을 만드는 컴퓨터 생성 홀로그램(CGH : computer-generated hologram)도 사용한다. 이 CGH는 보통의 물체에 대한 홀로그램도 제작이 되지만 실제세계에서 존재하지 않는 물체에 대한 홀로그램도 제작할 수 있다는 것과 실제의 광학계없이 컴퓨터와 그 출력 장치들만으로 투명한 사진필름이나 사진건판에 홀로그램을 만들 수 있다는 장점이 있다. 그 반면에 이산적인 푸리에 변환(discrete Fourier transform)을 빠른 푸리에 변환(FFT : fast Fourier transform)으로 계산해야하므로 이 기법의 한계와 장비의 분해능 한계로 인하여 홀로그램의 제작이 제한된다. 이 CGH는 보통 얇은 홀로그램이 된다.