

광결상계의 초분해능

조영민 · 김종태* · 이상수

한국과학기술원 물리학과

(1994년 9월 15일 받음)

Rayleigh의 분해능 한계 ϵ_R 보다 작은 선폭 ϵ_s 을 분해할 수 있는 광결상계가 이론적으로 취급되었고, 이어서 초분해능을 지니는 광학계가 제시되었다. 먼저 초분해능을 역변환 문제(Inverse problem)로 취급하여 초분해능 회절상의 진폭 임펄스 함수(Amplitude impulse function)를 주는 적분방정식을 도입하고 매개변수 β (양정수)에 따라서 진폭 임펄스 함수의 반치폭(FWHM)이 조사되었다. 이 초분해능 광학계의 구경함수(Pupil function)의 진폭 분포가 변조되었고, 또 구경에서 나가는 Huygens 파동의 위상도 Holography로 변조되었다. 이들의 변조를 위하여 이용된 광변조 소자가 제시되었다. 초미세 광리소그래피(Ultra-fine optical lithography)에 유용한 결론을 얻었다.

I. 서 론

출사동의 구경이 $-\alpha_s \sim +\alpha_s$ 인 1차원 광결상계(원통 렌즈)의 기준구면(Reference sphere)의 반경이 R 일 때, $\frac{2\pi}{\lambda} \frac{\alpha_s \epsilon_R}{R} = \pi$ 가 되는 $\epsilon_R = \frac{\lambda/2}{\alpha_s/R} = 0.5 \frac{\lambda}{NA}$ (NA: 개구수)를 Rayleigh의 분해능한계라 한다.^[1,2] 같은 NA를 갖는 어떠한 광학계도 광학계의 수차로 말미암아 이 분해능 ϵ_R 을 능가할 수 없다고 하고, 한 광학계의 분해능 ϵ_s 이 ϵ_R 보다 작을 때 초분해능을 지닌다고 말한다. 본 연구에서 역변환 문제(Inverse problem)로서 초분해능 문제를 다루어서, 결국 구경함수 A 와 상면으로 나가는 Huygens 광파의 위상을 변조하여 초분해능을 이루는 방법을 제시하였다.

광학연구의 일반적 경향이 광수차 W 를 완전히 제거하기가 어려워 초분해능 광학계에 대한 연구가 점차 사라져 가는 쪽이었으나, 근래에 반도체칩 가공에 쓰이는 고분해능 Lithography 광결상계에 관한 연구가 활성화되면서 다시 광학연구자들의 관심을 모으고 있다.^[3,7]

II. 초분해능에 관한 역변환 문제와 회절상의 적분방정식

물체의 진폭 회절상(Amplitude impulse function)은 구경에서 다음의 Fourier 변환으로 주어진다.^[1,2]

* 현재 근무처: 부산공업대학교 사진공학과

$$A'(x') = \int_{-\alpha_s}^{+\alpha_s} A(\alpha) e^{ik \frac{\alpha x'}{R}} d\alpha, \quad (1)$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad A(\alpha): \text{구경함수(Pupil function)}$$

또는

$$A'(x') = \int_{-\alpha}^{+\alpha} A(\alpha) e^{ik \frac{\alpha x'}{R}} d\alpha, \quad \text{단 } |\alpha| > \alpha_s \text{에서 } A(\alpha) = 0 \quad (2)$$

이고, 따라서 Inverse Fourier transform을 취하면,

$$A(\alpha) = \int_{-\alpha}^{+\alpha} A'(x') e^{-ik \frac{\alpha x'}{R}} dx' \quad (3)$$

이다. 여기서 $\omega = k \frac{\alpha}{R} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\alpha}{R}$ 로 놓으면, (2), (3)식은 광도의 단위에 관련된 일정한 계수를 제외하고 표현할 때

$$A'(x') = \int_{-\omega}^{+\omega} A(\omega) e^{i\omega x'} d\omega$$

단, $|\omega| > \omega_s = k \frac{\alpha_s}{R}$ 에서 $A(\omega) = 0$, (4)

$$A(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} A'(x') e^{-i\omega x'} dx' \quad (5)$$

로 표현되고, $A'(x')$ 가 Amplitude impulse function이고, $|A'(x')|^2$ 가 Intensity impulse function이다. $|A'(x')|^2$ 의 Fourier 변환이 바로 Optical transfer function(OTF)이다. 즉,

$$OTF = C \int_{-\infty}^{\infty} |A'(x')|^2 e^{i\omega x'} dx' \quad (6)$$

이다. 단, C 는 규격화 상수이다. (6)식에서 초분해능을 얻으려면 $A'(x')$ 가 예리하여야 한다. 예로서 $R=10$ cm, $\alpha_0=5$ cm, $\lambda=0.5 \mu\text{m}$ 이면 Airy disk의 반경 또는 Rayleigh 분해능은 $\epsilon_R = \frac{\lambda}{2} \frac{10}{5} = 0.5 \mu\text{m}$ 가 된다.

여기서 Inverse problem의 접근으로서 먼저 예리한 $A'(x')$ 을 높이가 1인 Square top function(반치폭 $\epsilon_0=0.1 \mu\text{m} < \epsilon_R$)으로 정하고, (5)식에 따라서 구경함수 $A(\omega)$ 를 정하고자 한다. 이러한 해는 일반적으로 얻기가 어렵고, 특히 실험적으로 실현하기가 쉽지 않지만, 이 논문에서 한가지 해를 구하고 그 광학계를 제시하고자 한다.

(5)식에서 $\omega = \beta\omega' (\beta > 0)$ 로 변수변환하면, 일정한 계수를 제외하고, 다음식을 얻는다.

$$A(\beta\omega') = \int_{-\infty}^{\infty} A'(x') e^{i\beta\omega' x'} dx' \quad (7)$$

수학적으로 생각해서, β 는 일반적으로 복소수가 될 수 있으나, 이 논문에서 β 는 양정수로 제한해서 취급하겠다. $A'(x')$ 로서 그림 1의 예리한 Square top function ($\frac{1}{2}$ FWHM = $\epsilon_0 = 0.1 \mu\text{m}$)을 잡으면,

$$A(\beta\omega') = \frac{\sin(\beta\omega' \epsilon_0)}{\beta\omega' \epsilon_0} \quad (8)$$

이다. ω' 를 ω 로 고쳐 표현하고 (4)식을 다시 쓰면,

$$A'(x') = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin(\beta\omega \epsilon_0)}{\beta\omega \epsilon_0} e^{i\beta\omega x'} d\omega \quad (9)$$

의 β 에 관한 적분 방정식을 얻는다. 예로서 $\beta=5$, $\epsilon_0=0.1$

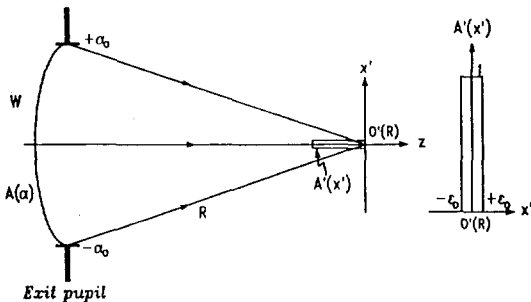


그림 1. Diffraction at the exit pupil ($-\alpha_0 \sim +\alpha_0$) and the square top amplitude impulse function, $A'(x')=1$ for $-\epsilon_0 < x' < \epsilon_0$, W ; Spherical wavefront, $A(\alpha)$; Pupil function. $\epsilon_0=0.1 \times 10^{-4}$ cm

μm 일 때 $\beta\omega\epsilon_0 = \pi$ 이다. 이 식의 적분은 $|a| \leq \alpha_0$ 에서 시행되므로 다시 α 를 써서 표현하면

$$\frac{1}{2} \text{FWHM} = 0.1 \mu\text{m} = \epsilon_0 \text{의 Square top function:}$$

$$A'(x') = \int_{-\alpha_0}^{+\alpha_0} \frac{\sin \beta k \frac{\alpha \epsilon_0}{R}}{\beta k \frac{\alpha \epsilon_0}{R}} \exp(i\beta k \frac{\alpha}{R} x') d\alpha$$

$$= \int_{-\alpha_0}^{+\alpha_0} \frac{\sin \beta k \frac{\alpha \epsilon_0}{R}}{\beta k \frac{\alpha \epsilon_0}{R}} \cos(\beta k \frac{\alpha}{R} x') d\alpha \quad (10)$$

가 바로 여기서 논하는 회절 역변환 문제(Diffraction inverse problem)의 최종 표현이 된다. (10)식의 회절 적분방정식은 β 를 매개변수로 지니고 있으므로, $\beta (> 0)$ 값에 따르는 적분방정식의 상태를 살펴보아야 하겠다. 먼저 $\beta \rightarrow 0$ 이면, Sinc 함수는 거의 1이 되고, $e^{i\beta k \frac{\alpha}{R} x'} \approx 1 + i\beta k \frac{\alpha}{R} x'$ 가 되므로 적분치는 $2\alpha_0$ 가 되어 바라는 Square top function $A'(x')$ 이 될 수 없다. $\beta \rightarrow \infty$ 의 경우는 적분치는 0이 되기 때문에 역시 바라는 $A'(x')$ 가 될 수 없다.

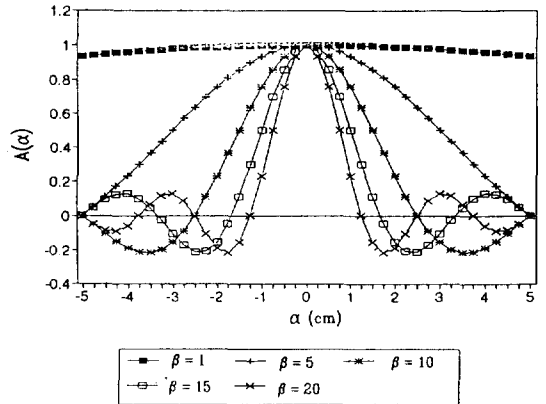


그림 2. Amplitude distribution of modulated pupil function $A(\alpha)$ for the cases of $\beta=1, 5, 10, 15, 20$, where

$$A(\alpha) = \frac{\sin(k\beta\alpha\epsilon_0/R)}{k\beta\alpha\epsilon_0/R}$$

$R=10$ cm, $k=4\pi \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$, $\epsilon_0=0.1 \times 10^{-4}$ cm, $\lambda=0.5 \mu\text{m}$.

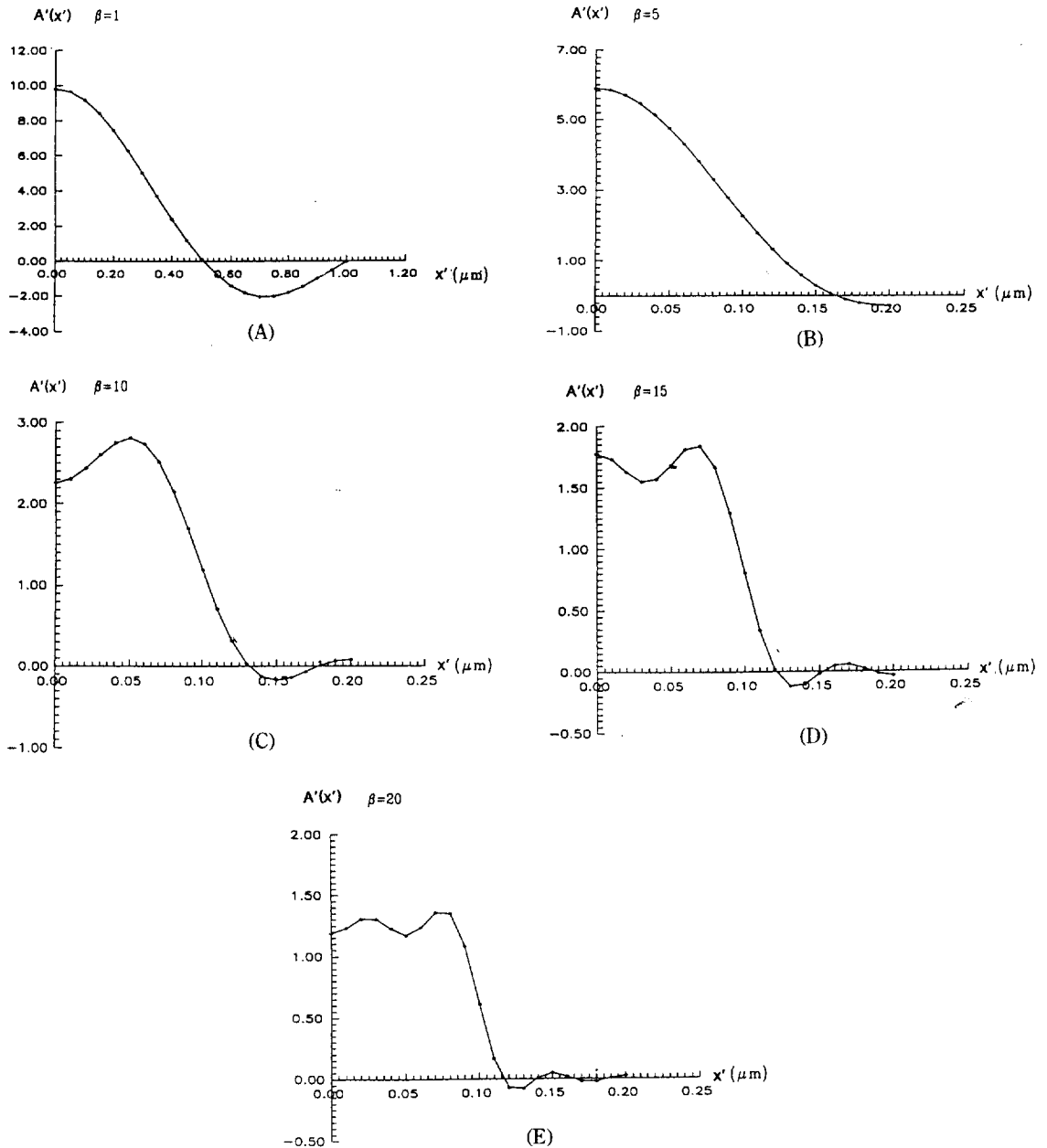


그림 3. Amplitude impulse function $A'(x')$ for the cases of $\beta=1, 5, 10, 15, 20$.

다시 말해서, β 값은 유한한 값이 될 것이라는 사실을 알 수 있다. 해석적으로 그 값을 찾아낼 수 없으니, $\beta=1, 5, 10, 15, 20$ 일 때의 구경함수 $A(\alpha) = \frac{\sin(\beta k \alpha \varepsilon_0 / R)}{\beta k \alpha \varepsilon_0 / R}$ 에 대해(그림 2) Amplitude impulse function $A'(x')$ 의 모습을 조사하여 그림 3의 (A), (B), (C), (D) 및 (E)에 제

시하였다. β 값이 커지면서 초기에 정한 Square top function의 모습에 가깝게 나타나는 것을 볼 수 있다.

(10)식은 구경($-\alpha_0 \sim +\alpha_0$) 안에 있는 각 점에서 나가는 구경함수 파동이 변조된 위상으로 상면(그림 1의 O'면)에서 중첩되는 모습을 나타내고 있다.

변조된 구경함수(Pupil function):

$$A(\alpha) = \frac{\sin(\beta k \alpha \varepsilon_0 / R)}{\beta k \alpha \varepsilon_0 / R},$$

변조된 위상항:

$$P(\alpha) = \exp\left(i\beta k \frac{\alpha}{R} x'\right) \quad (11)$$

을 실현하는 일을 다음 절 이하에서 거론하겠다.

III. 변조된 구경함수

접광원의 출력광파를 시준화해서 출사동에 입사시킬 때, 구경 위에서 광파의 진폭은 1이다. 여기서 구경함수 변조판(Pupil function modulation plate)를 삽입해서 (11) 식의 함수 $A(\alpha)$ 를 실현할 수 있다.

평행 평면판에 입사하는 광파는

$$\exp(iknz) \cdot \exp\left(\frac{-\gamma}{2} z\right) \quad (12)$$

단, γ 는 Lambert-Bouguer 법칙의 흡수 계수

의 진폭변조를 받고 나오게 된다. 따라서

$$e^{i\left(\frac{\gamma}{2} z\right)} = \frac{\sin\left(\beta k \frac{\alpha}{R} \varepsilon_0\right)}{\beta k \frac{\alpha}{R} \varepsilon_0} \quad (13)$$

에서부터

$$-\frac{\gamma}{2} z = \log\left\{\sin\left(\beta k \frac{\alpha}{R} \varepsilon_0\right)\right\} - \log\left(\beta k \frac{\alpha}{R} \varepsilon_0\right)$$

즉

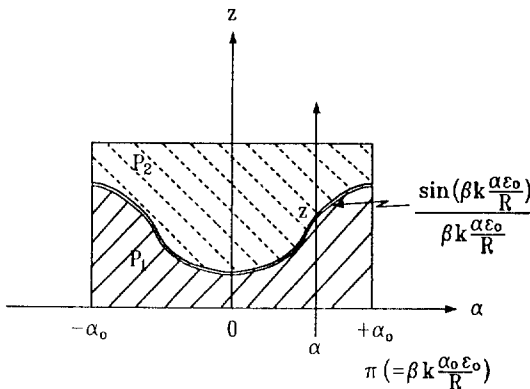


그림 4. Pupil function modulation plate. $\beta=5$.

$$z = -\frac{2}{\gamma} \left[\log\left\{\sin\left(\beta k \frac{\alpha}{R} \varepsilon_0\right)\right\} - \log\left(\beta k \frac{\alpha}{R} \varepsilon_0\right) \right] \quad (14)$$

로서 z 를 수치계산으로 얻을 수 있다. P_1 (그림 4)에 밀착되는 P_2 는 P_1 과 같은 유리로서 흡수성이 없는 유리(즉 흡수성 불순물을 첨가하지 않은 것)로 만들어서 접착제로 결합시키면, 이 변조판을 통과하는 광파는 (11)식의 $A(\alpha)$

의 형태를 갖는다. (14)식에서 $\beta k \frac{\alpha \varepsilon_0}{R} = \pi$ 일 때 Sine값이 0이 되어, 대수치가 확산하나, α 근처의 가느다란 부분을 적분에서 제외해도 (10)식의 적분에 큰 영향을 주지 않는다. 유리 구조에서 미소한 양의 불순물을 첨가해서 광흡수성을 지니게 하는 일은 비교적 쉬운 일이다. 흡수성 불순물의 한 예로서 MnO_2 를 제시할 수 있다.

IV. 위상삽입 문제와 위상변조 홀로그램판

(10)식 또는 (11)식의 위상항 $P(\alpha)$ 를 실험적으로 구현하는 일은 쉬지 않다. 위에서 $P(\alpha) = \exp(i\beta k \frac{\alpha}{R} x')$ 는 α 와 x' 의 함수이다. 이와같이 2개의 변수를 한꺼번에 지나는 광학부품은 지극히 드물다. 본 연구에서 구경을 평행한 가느다란 띠들로 나누고 각각의 띠에서, 모든 α 에 대해서

$$\alpha \text{의 평균치} = \alpha \quad (15)$$

를 잡되, 각 띠에서 α 의 영역을 작게 하고(폭; 200 μm), Hologram을 새기는 방법을 쓰기로 하겠다.

그림 5에 Holography 장치가 나타나 있고, 그림 6에 광학 왜기 W_0, W_k 가 그려져 있으며, 두 평면파가 입사동위에서 Hologram을 형성하고 있다. 이때 W_0 를 지나가는 광파의 광로정(OPD)₀과 W_k 를 지나가는 광로정(OPD)_k은 각각 다음과 같다.

$$(OPD)_0 = (a + g, x)n_a + bn_b + x'\theta \cdot n$$

$$(OPD)_k = (a + g, x)n_a + bn_b + x'\theta \cdot 1$$

이고, 광로정차 Δ 는

$$\Delta = x'\theta(n-1) \quad (16)$$

이다. 이 위상차로 Hologram이 기록되고, 이 Hologram에 기준파가 입사할 때 물체파가 발생한다. 이 물체파가 구경좌표 α 에서 상면 위 x' 에 이를 때, 광로정차 $\frac{\alpha x'}{R}$ 가 생기므로 이 것을 고려한 값이 (11)식과 같아야 한다.

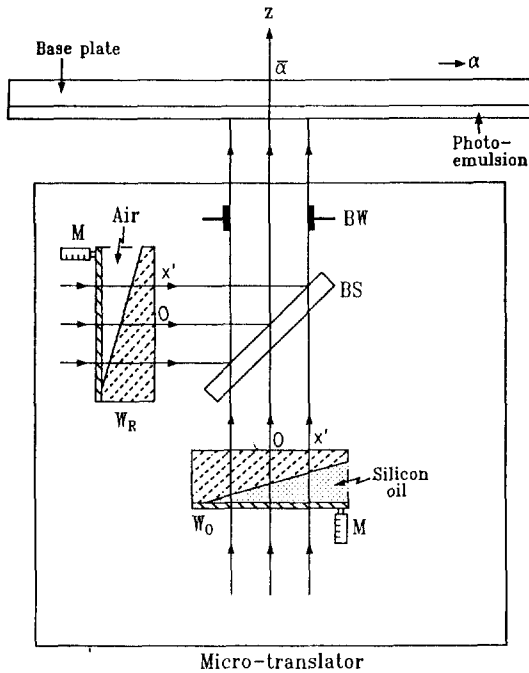


그림 5. Schematics of holography. BW; Beam width(= 200 μm), BS; Beam splitter. \$W_O\$, \$W_R\$; variable optical wedge. M; Micrometer.

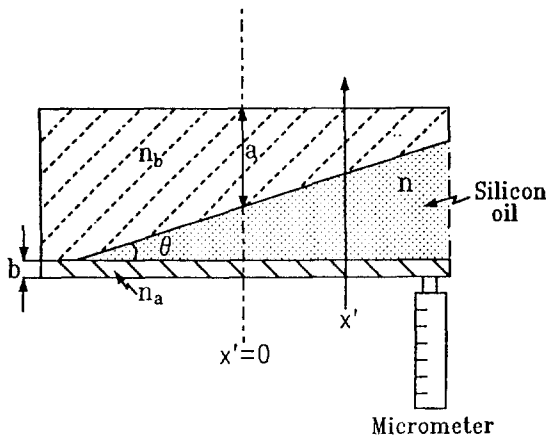


그림 6. Optical wedge \$W_O\$ with Silicon oil. \$W_R\$ (Fig. 5) is same as \$W_O\$, but in air.

따라서,

$$\beta \frac{\alpha}{R} x' - \frac{\alpha x'}{R} = \theta(n-1)x'$$

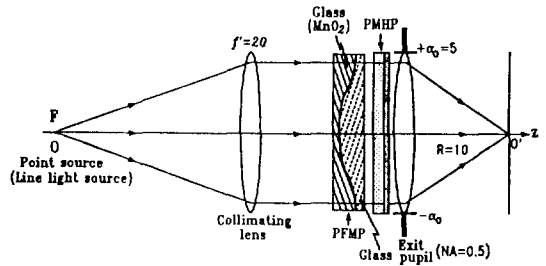


그림 7. Superresolution imaging system. PFMP; Pupil function modulation plate, PMHP; Phase modulation hologram plate. \$O'\$; Image plane. (unit: cm).

또는

$$(\beta-1) \frac{\alpha x'}{R} = \theta(n-1)x' \quad (17)$$

을 얻는다. 200 μm의 넓이 안에서 α의 평균치 α에 대해서

$$\theta = (\beta-1) \frac{\alpha}{R(n-1)} \quad (18)$$

의 표현을 얻는다.

α는 폭이 200 μm인 띠의 중심의 α값이고, 그 값은 100 μm × 2N, N=0, 1, 2, ..., 이고, 2N_{max}=500이니 N_{max}=250이다. 다시 말해서 α=0의 경우를 합쳐서 α₀=5cm인 구경의 경우, 251개의 미소한 Hologram판을 출사동 위에 깔아야 한다. 그림 5의 Hologram 장치는 전산기로 조정되는 것이 편리하고, 정확성을 유지할 수 있을 것이다. 각각의 미소 Hologram을 기록할 때, α가 순차적으로 변하므로 (18)식에 따라서 θ가 변한다. 이 변화량 δθ은

$$\delta\theta = (\beta-1) \frac{\delta(\alpha)}{R(n-1)} \quad (19)$$

이고, 한 예로서 β=5, R=10, n=1.5, δ(α)=200 μm일 때 δθ는 약 0.92°가 된다.

V. 초분해능 광학계

β=5, R=10, α₀=5, NA=0.5, λ=0.5 μm일 때 광결상계의 상면에서 Rayleigh 분해능 ε_R=0.5 × 10⁻⁴ μm의 1/5인 ε_s=0.1 × 10⁻⁴ μm=1/5 × ε_R의 조건을 근사적으로 충족하는 광학계의 구성은 그림 7과 같다. 그림 7에서

구경변조판(PFMP)와 위상변조 Hologram판(PMHP)의 정확한 센터링에 유의하여야 한다.

점광원 O에서 나가는 광파는 평면파로 변환되고, 이어서 그 진폭이 변조되고 다음에 PMHP에 입사하여 위상이 변조된다. Hologram은

$$\cos\left\{(\beta-1)k\frac{\alpha}{R}x'\right\}$$

에 따라서 기록되어 있으므로, PMHP에서

$$\frac{1}{2}\left[\exp\left\{i(\beta-1)k\frac{\alpha}{R_1}x'\right\}+\exp\left\{-i(\beta-1)k\frac{\alpha}{R}x'\right\}\right]$$

로서 수렴파와 발산파가 생긴다. 발산파는 상점 O'(그림 7 참조) 방향으로 나가면서 $ik\frac{\alpha x'}{R}$ 의 위상을 얻으

니 상면에서 $i\beta k\frac{\alpha x'}{R}$, $i=\sqrt{-1}$ 의 위상을 지니게 된다.

그림 7에서 발산파와 수렴파가 같은 방향이므로 Hologram 제작시 기준파와 물체파 사이에 약간의 교차각을 주는 것이 유익하다. 초분해능을 다루는 그림 7의 광학계에서 시준렌즈(Collimating lens)와 결상 렌즈는 수차를 갖고 있지 않아야 하고, 점광원 또는 선광원(Line light source)의 제작도 최대한 정확하여야 한다.

VI. 결 론

이 연구에서 Rayleigh의 분해능한계 ϵ_R 보다 더욱 작은 예리한 Square top function에 대한 Amplitude impulse function을 얻을 수 있는 방법이 이론적으로 또 수치계산으로 취급되었다. 회절 역변환 문제로서 취급하여 회절상의 진폭분포를 주는 적분방정식을 유도하였다. $NA=0.5$ 인 광학계를 예로 들어서 변조된 구경함수의 모양을 결정하였고, 구경에서 나가는 광파의 위상을 변조하기 위해서 Holography의 원리를 이용하였다.

미소 Hologram이 $200\mu\text{m}$ ($\alpha-100\mu\text{m} < \alpha \leq \bar{\alpha} + 100\mu\text{m}$) 폭으로 제작되어 나갈 때, α 를 $\bar{\alpha}$ 로 대체함으로써 얼마만큼의 오차가 개입하는지 알아보면, (19)식에서 얻는 $\delta\theta=8 \times 10^{-3}$ 이고, $\delta\theta \cdot 100\mu\text{m} = \delta(OPD) = 0.8(\mu\text{m}) \approx 1.6\lambda$ ($\lambda=0.5\mu\text{m}$)로써 약간 크다는 인상을 주지만, 구경함수 변조판과 위상변조판을 실제로 제작할 때 들어오는 오차를 감안할 때, 일단 수용할 수 있는 양이라고 생각한다. 이 논문에 제시된 초분해능 이론에서 R (Reference sphere의 반경)을 더욱 크게 잡고, 다시 β 를 구할 수 있으므로, $R=30\text{cm}$ 로 잡으면 오차를 0.5λ 로 만들 수

있다. 이때 광학계가 달라졌으니, 구경함수 변조판과 Hologram 제작시에 쓰이는 광학기(그림 5의 W_0 와 W_R)의 설계도 달라져야 한다.

끝으로 본 논문에서 전개된 초분해능 이론은 Rayleigh의 회절분해능과는 접근 방법이 다르기 때문에 이론적으로 생각할 때, 얼마든지 예리한 Amplitude impulse function을 얻어 낼 가능성을 갖고 있다. 이 논문에서 β 라는 Parameter를 도입하여 얻은 적분 방정식을 정확하게 푸는 가능성을 배제하지는 않는다. 원리적으로 가능하고, 최소한 수치 계산으로 근사해(近似解)를 구할 수 있다. 여기에 회절 역변환 접근 방법의 장점이 있다. 이때 중요한 사실은 개구수(Numerical aperture, α/R)는 분해능에 직접적인 관계를 갖고 있지 않다는 점이다. 다시 말해서 출사동에서 상점으로 나가는 기준 구면파(또는 1차원에서 기준 원통파)의 반경 R 은 편리하게 크게 잡을 수 있다.

그림 7의 광학계($R=10\text{cm}$, $\alpha_0=5\text{cm}$)는 이 때까지 초분해능을 다루는 데 기반이 되어온 결상계의 예시에 불과하다. 이 광학계에서 구경함수 변조판(PFMP)과 위상변조 홀로그램판(PMHP)을 써서 구경함수와 광파의 위상을 변조하였다. $R=10\text{cm}$, $\alpha_0=5\text{cm}$ 에서 쓰일 PMHP를 실제로 제작하고자 할 때 광학계의 경각 θ 가 커지기 때문에 Hologram 제작이 어렵게 된다. 이 때에는 추가로 같은 구조의 광학계 한 쌍 또는 두 쌍을 삼입하면 된다. $R=30\text{cm}$, $\alpha_0=5\text{cm}$ ($NA=1/6$) 정도의 결상계가 실제로 이용하는 데 적당하다고 생각한다.

이 논문에서 예리한 Square top function(반치폭= $0.1\mu\text{m}$)를 Amplitude impulse function으로 얻는 방법을 전개 했는데, 이 Square top function 대신에 예리한 Gauss 함수(반치폭= $0.1\mu\text{m}$)형의 Amplitude impulse function을 얻을 수 있게 하는 광학계가 연구되고 있는 중이다.

이 연구의 내용이 초분해능 Lithography 광학계에 이용될 수 있도록 더욱 개발되기를 바란다.

감사의 말

이 연구(1993/9-1994/8)를 지원하여 준 대한민국 학술원과 교육부 산하 학술진흥재단에 깊은 감사의 뜻을 전하고자 한다.

참 고 문 헌

[1] 이상수, 파동광학, 교학출판사, 서울, 1983.

- [2] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 6th ed., Pergamon Press Inc. New York, 1980.
- [3] B. J. Lin, "Phase-shifting and Other Challenges in Optical Mask Technology", SPIE **1496**, 10th Annual Symposium on Micro-lithography, 54(1990).
- [4] N. Shiraishi, S. Hirukawa, Y. Takeuchi, and N. Magome, "New Imaging Technique for 64M-DRAM", SPIE **1674**, 741(1992).
- [5] T. A. Brunner, "Rim Phase-shift mask combined with off-axis illumination: a path to 0.5λ /numerical aperture geometries", *Opt. Eng.* **32**(10), 2337(1993).
- [6] H. Fukuda, T. Terasawa, and S. Okazaki, "Spatial Filtering for DOF and Resolution Enhancements in Optical Lithography," *J. Vac. Sci. Technol.* **B9**, 3113(1991).
- [7] 田邊容由, "ステップパ光學系における超解像技術の比較", *光學* **21**(6), 415(1992).

Superresolution of Optical Imaging System

Young Min Cho, Jong Tae Kim* and Sang Soo Lee

*Department of Physics, Korea Advanced Institute of Science and Technology 373-1
Kusong-dong, Yusong-gu, Taejon 305-701, Korea*

(Received: September 15, 1994)

Superrsolution of an optical imaging system, which resolves ϵ_0 (half width of the square top amplitude impulse function) less than the Rayleigh's resolution limit ϵ_R , is theoretically treated by using the diffraction theory, and an experimental system is proposed. Initially superresolution is stated as an inverse problem, and an integral equation is derived as a function of parameter β , which is positive. The integration is numerically carried out for the given aperture and those given values of β , which is 1, 5, 10, 15, and 20. $1/2 \times \text{FWHM}$'s of the amplitude impulse functions are measured for the cases of different value of β and in the case of $\beta=5$, the half-width already approaches to $\epsilon_0=0.1 \mu\text{m}$, which is, in the case of the present work, one fifth of the Rayleigh's resolution limit. It is found both the pupil function and the phase of the Huygens wave are to be modified, and theories of the pupil function modulation plate and the phase modulation hologram plate are also presented. The result obtained may be useful in ultrafine optical lithography.