Gaussian Apodization이 되어 있는 X-선 결상계의 초분해능*

송영란 · 이민희
인하대학교 이과대학 물리학과

이 상 수
한국과학기술원 물리학과

(1996년 1월 24일 받음)

Gauss pupil를 이용하는 초분해능 광학계가 $\lambda=0.013\,\mu$m인 연 X-선영역에서 정밀하게 취급되었다. 회절상의 적분에서 허수축방향의 선적분치가 작은 값이 된다는 것을 증명하고, 이것을 무시하여 실수축 위의 선적분 만으로서 회절상을 구하였다. 이 광학계에서 회절상의 분해능에 대한 구경의 공간주파수대폭($2\omega_0$)의 제약 조건이 없다. $\omega_0\to\infty$일 때의 회절상의 중심의 강도의 e^{-2}배의 강도를 초분해능 광학계가 지니고 있어야 한다는 추가적인 조건에서 부터 $\omega_0\geq\frac{1}{2}\sigma(\omega_0=12\times10^5,\ \frac{1}{2}\sigma=5.0\times10^5)$의 조건을 얻고, 이 조건에서 부터 $\Delta x=\frac{1}{2}(\mathrm{FWHM})\geq0.26\,\lambda=0.0034\,\mu$의 관계식을 얻었다(단, NA=0.25, Rayleigh resolution limit=2λ). 본 연구에서 $\Delta x=0.008\,\mu$m인 초분해능 연 X-선 결상계를 제시하였으며, 이 분해능은 Rayleigh의 분해한계 $2\lambda=0.026\,\mu$m보다 작다.

I. 서 론

초분해능(superresolution) 광학계란 Rayleigh의 분해능 한계 ε_R 보다 작은 분해능값을 갖는 광학계를 일컫는다.[1] Rayleigh의 분해능 한계는 1차원 광학계에서 (0.5) $\frac{\lambda}{(NA)}$ 가 되며, 이때 동함수(pupil function)는 진폭이 일정(=1)하다고 가정하여 얻어진 것이다.[2,3] 하지만 오늘날 반도체 lithography에서는 이 분해한계 또는 그 이하를 요구하므로 초분해능 광학계에 대한 관심이 높아지고 있다.[4-12] 그래서 본 논문에서는 이러한 요구에 부응하여 초분해능 광학계에 대한 연구를 하였다.

우선, 초분해능을 얻기 위해서는 Rayleigh가 가정한 일정한 진폭의 동함수가 동공위에서 변조되어야 한다. 본 논문에서는 변조된 동함수가 Gauss 함수일때를 취급하였으며, 이러한 변조된 동함수를 Gauss 동함수 변조(Gaussian apodization)라 한다.[13]

또한 광원으로는 연 X-선을 발생하는 고출력 레이저 플라즈마로 한다. 연 X-선 영역에서 오늘날 Silicon(Si)과 Molybdenum(Mo)의 약 50쌍의 quantum well 박막계에서 반사율을 60%까지 얻고 있는 0.013 μm를 본 연구에서는 파장으로 사용하였다.[14-19]

Gaussian apodization의 동함수를 역변환 문제(inverse problem)로 취급하여 구하고, 회절상을 유도할 때 복소수 평면 위의 회절 선적분의 허수부를 영으로 근사하여 실변수 적분 만으로 회절상을 얻었으며, 이때 이 근사방법을 정밀하게 검토하여 정확한 회절상을 얻도록 하였다.

II. 무한대 구경과 회절상사이의 역변환 문제

선광원에 의한 진폭 회절상(amplitude impulse function) $U_0(x)$와 동함수(pupil function) $A(\omega)$는 Fourier transform pair 관계[2]에 있다. 즉, 동함수 $A(\omega)$는 진폭 회절상 $U_0(x)$의 inverse Fourier transform으로, $U_0(x)$는 $A(\omega)$의 Fourier transform으로 구할 수 있다.
즉,

$$A(\omega)=\int_{-\infty}^{+\infty}U_0(x)e^{+i\omega x}dx \tag{1}$$

*본 연구는 교육부 산하 학술진흥재단의 1995년도 연구비로 이루어졌으며, 동 재단의 재정지원에 깊이 감사하며, 이 연구를 행정적으로 지원해준 대한민국 학술원에 또한 깊이 감사한다.

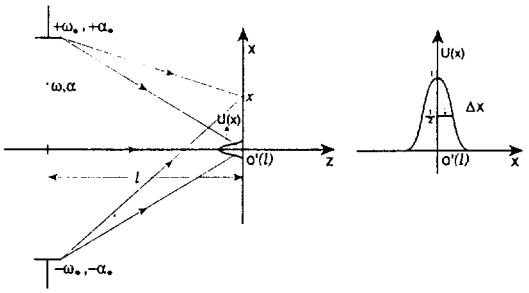

그림 1. 1차원 광학계의 출사동에서 일어나는 광파의 회절.
$A(\omega)$: Pupil function
$U(x)$: Gaussian function
Δx: $\frac{1}{2}$(FWHM), limit of resolution

이고

$$U_0(x)=\int_{-\infty}^{+\infty}A(\omega)e^{-i\omega x}dx \tag{2}$$

이다. 여기서 공간 각주파수(spatial angular frequency) ω는 $\frac{2\pi}{\lambda}n\frac{\alpha}{l}$이며, n은 굴절률(=1)이고 l은 pupil과 상면사이의 거리, α는 1차원 pupil위의 반지름이다.(그림 1)

무한 구경에 의해 생긴 매우 예리하고, $x=0$에서 진폭의 크기가 1인 초기(initial) 진폭 회절상 $U_0(x)$를

$$U_0(x)=e^{-\sigma^2x^2} \tag{3}$$

로 정하고, 이것의 inverse Fourier transform으로 동함수 $A(\omega)$를

$$A(\omega)=\int_{-\infty}^{+\infty}e^{-\sigma^2x^2}e^{+i\omega x}dx \tag{4}$$

로 구한다. 이어서 동함수 $A(\omega)$를 유한 구경인 $-\omega_0\sim+\omega_0$ 구경의 회절로서 진폭 회절상 $U(x)$를 얻고자 한다. 유한 구경에서 구한 $U(x)$는 무한 구경에서 구한 $U_0(x)$에 가까운 함수이기는 하지만 같지는 않다.

즉,

$$U(x)=\int_{-\omega_0}^{+\omega_0}A(\omega)e^{-i\omega x}d\omega\neq U_0(x)=\int_{-\infty}^{+\infty}A(\omega)e^{-i\omega x}d\omega \tag{5}$$

이다.

따라서, 상의 진폭은

$$U(x')=\int_{-\omega_0}^{+\omega_0}A(\omega)e^{-i\omega x'}d\omega=\int_{-\infty}^{+\infty}e^{-\sigma^2x^2}dx\int_{-\omega_0}^{+\omega_0}e^{i\omega(x-x')}d\omega \tag{6}$$

이다. 여기서

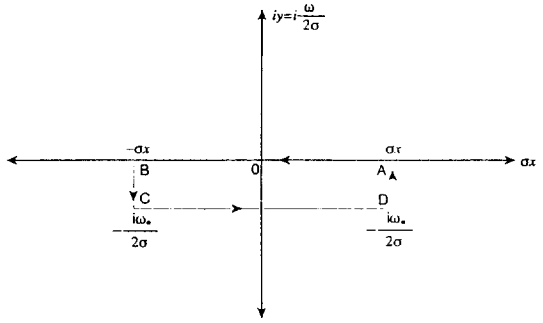

그림 2. $U_0(x)$의 Fourier transform 적분.

$$\int_{-\omega_0}^{+\omega_0}e^{i\omega(x-x')}d\omega\approx\int_{-\infty}^{+\infty}e^{-i\omega(x-x')}d\omega=\delta(x-x') \tag{7}$$

($\delta(x-x')$는 Dirac의 delta 함수)

로 근사하면

$$U(x')=e^{-\sigma^2x'^2} \tag{8}$$

이므로, 구하고자 하는 회절상은 x'를 x로 대체하여

$$U(x)=e^{-\sigma^2x^2} \tag{9}$$

를 얻는다. 그러나 (7)식의 근사 취급으로서는 정확한 회절상을 얻을 수 없다. 따라서 (5)식의 유한한 적분을 충실하게 계산하여야만 비로서 정확한 회절상 $U(x)$를 구할 수 있다.

III. 동함수의 표현

(4)식에서 부터 동함수(pupil function) $A(\omega)$는

$$A(\omega)=\int_{-\infty}^{+\infty}e^{-\sigma^2x^2}e^{i\omega x}dx=\int_{-\infty}^{+\infty}e^{-(\sigma x-i\omega/2\sigma)^2+(i\omega/2\sigma)^2}dx$$

$$=e^{-\omega^2/4\sigma^2}\int_{-\infty}^{+\infty}e^{-(\sigma x-i\omega/2\sigma)^2}dx \tag{10}$$

이고, 이 식의 적분은 즉, 복소수 평면위의 선적분에서 부터 유도된다.

$$\int_{-\infty}^{+\infty}e^{-(\sigma x-i\omega/2\sigma)^2}dx=\frac{1}{\sigma}\int e^{-z^2}dz,\ \text{단, } z=\sigma x-\frac{i\omega}{2\sigma} \tag{11}$$

이고, 이 적분을 구하기 위하여 그림 2에서 사각형 ABCD의 선적분을 구하여 보자.

$$\frac{1}{\sigma}\oint e^{-z^2}dz=\frac{1}{\sigma}\int_{AB}+\frac{1}{\sigma}\int_{BC}+\frac{1}{\sigma}\int_{CD}+\frac{1}{\sigma}\int_{DA}=0$$

(극 (pole)이 없음)

이므로,

$$\frac{1}{\sigma}\int_{CD} = -\left\{\frac{1}{\sigma}\int_{AB} + \frac{1}{\sigma}\int_{BC} + \frac{1}{\sigma}\int_{DA}\right\} \tag{12}$$

이고, 각 항은 다음과 같다.

$$\frac{1}{\sigma}\int_{CD} = \frac{1}{\sigma}\int_{CD} e^{-(\sigma x - iy)^2} d(\sigma x) = \int_{x}^{+x} e^{-(\sigma x - iy)^2} dx$$

$$\frac{1}{\sigma}\int_{AB} = \frac{1}{\sigma}\int_{AB} e^{-(\sigma x)^2} d(\sigma x) = \int_{-x}^{+x} e^{-(\sigma x)^2} dx$$

$$\frac{1}{\sigma}\int_{BC} = \frac{1}{\sigma}\int_{0}^{-(i\omega_0/2\sigma)} e^{-(-\sigma x - iy)^2} d(-iy)$$

$$= \frac{i}{\sigma}\int_{-(\omega_0/2\sigma)}^{0} e^{-(-\sigma x - iy)^2} dy \tag{13}$$

$$\frac{1}{\sigma}\int_{DA} = \frac{1}{\sigma}\int_{(i\omega_0/2\sigma)}^{0} e^{-(\sigma x - iy)^2} d(-iy)$$

$$= -\frac{i}{\sigma}\int_{-(\omega_0/2\sigma}^{0} e^{-(\sigma x - iy)^2} dy$$

단, 여기서 $y = \dfrac{\omega}{2\sigma}$ 이다.

따라서 (12)식을 다시 쓰면,

$$\int_{-x}^{+x} e^{-(\sigma x - iy)^2} dx = \int_{-x}^{+x} e^{-(\sigma x)^2} dx - \frac{i}{\sigma}\int_{(\omega_0/2\sigma)}^{0} e^{-(-\sigma x - iy)^2} dy + \frac{i}{\sigma}\int_{-(\omega_0/2\sigma)}^{0} e^{-(\sigma x - iy)^2} dy \tag{14}$$

인데, 그림 2의 구형 ABCD를 옆으로 무한히 길게 하면 (즉, $x \to \infty$), 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-(\sigma x - i\omega/2\sigma)^2} dx = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-(\sigma x)^2} dx + \lim_{x\to\infty}\left\{-\frac{i}{\sigma}\int_{-(\omega_0/2\sigma)}^{0} e^{-\sigma^2 x^2(1 - iy/\sigma x)^2} dy + \frac{i}{\sigma}\int_{y=-(\omega_0/2\sigma)}^{0} e^{-\sigma^2 x^2(1 - iy/\sigma x)^2} dy\right\} \tag{15}$$

이다. 윗 식의 우변 두번째항의 피적분 함수는 $x \to 0$일 때 0으로 접근한다. 따라서 (15) 식은

$$\int_{-x}^{+x} e^{-(\sigma x - i\omega/2\sigma)^2} dx = \int_{-x}^{+x} e^{-(\sigma x)^2} dx$$

이고, 또

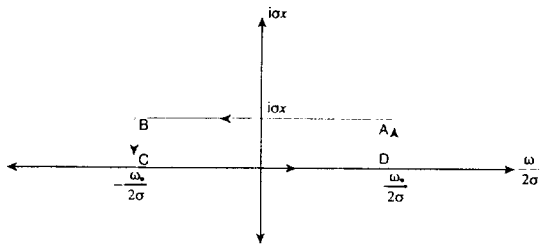

그림 3. $A(\omega)$의 유한 Fourier transform 적분.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-(\sigma x)^2} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{\sigma}$$

이므로, (10)식의 동함수 $A(\omega)$는

$$A(\omega) = e^{-\omega^2/4\sigma^2}\int_{-x}^{+x} e^{-(\sigma x)^2} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{\sigma} e^{-\omega^2/4\sigma^2} \tag{16}$$

가 된다. 이 식은 상면에서의 회절상이 $U(x) = e^{-\sigma^2 x^2}$일 때 pupil위의 광진폭, 즉, 동함수 $A(\omega)$가 Gauss 함수의 표현으로 얻어짐을 보여 준다.

IV. 회절 선적분

다음으로 유한한 구경으로 이루어지는 회절상의 광진폭, 즉, (5)식의 $U(x)$를 역시 복소수 평면 위에서 선적분으로 구하고자 한다.

$$U(x) = \int_{\omega_0}^{+\omega_0} A(\omega) e^{-i\omega x} d\omega = \frac{\sqrt{x}}{\sigma}\int_{-\omega_0}^{+\omega_0} e^{-\omega^2/4\sigma^2} e^{-i\omega x} d\omega$$

$$= \frac{\sqrt{x}}{\sigma}\int_{-\omega_0}^{-\omega_0} e^{-(\omega/2\sigma + i\sigma x)^2} e^{(i\sigma x)^2} d\omega$$

$$= \frac{\sqrt{x}}{\sigma} e^{-\sigma^2 x^2}\int_{\omega_0}^{+\omega_0} e^{-(\omega/2\sigma + i\sigma x)^2} d\omega$$

$$= 2\sqrt{\pi} e^{-\sigma^2 x^2}\int_{\omega_0}^{+\omega_0} e^{-z^2} dz, \text{ 단, } z = \frac{\omega}{2\sigma} + i\sigma x \tag{17}$$

이고, 이 적분값을 구하기 위하여 그림 3의 사각형 ABCD의 각 변을 따르는 선적분을 생각하여 보자. 역시 극(pole)이 없으므로

$$\int_{AB} + \int_{BC} + \int_{CD} + \int_{DA} = 0$$

이므로

$$\int_{BA}=\int_{BC}+\int_{CD}+\int_{DA}$$

이고, 각 항의 적분을 구하여 보면,

$$\int_{BA}=\int_{-\omega_0/2\sigma}^{+\omega_0/2\sigma} e^{-(\omega/2\sigma+iy)^2}d\omega,$$

$$\int_{BC}=i\int_{i\sigma x}^{0} e^{-(-\omega_0/2\sigma+iy)^2}dy=-i\int_{0}^{\sigma x} e^{-(-\omega_0/2\sigma+iy)^2}dy,$$

$$\int_{CD}=\int_{-\omega_0/2\sigma}^{+\omega_0/2\sigma} e^{-(\omega/2\sigma)^2}d\omega,$$

$$\int_{DA}=i\int_{0}^{i\sigma x} e^{-(\omega_0 y/2\sigma-iy)^2}dy=-i\int_{0}^{\sigma x} e^{-(\omega_0 y/2\sigma+iy)^2}dy \qquad (18)$$

이다. 단, 여기서 $y=\sigma x$이다.

이 식에서,

$$\int_{BC}+\int_{DA}=-i\int_{0}^{\sigma x} e^{-\omega_0^2/4\sigma^2}e^{y^2}\left[e^{i\omega_0 y/\sigma}-e^{-i\omega_0 y/\sigma}\right]dy$$

$$=2e^{-\omega_0^2/4\sigma^2}\int_{0}^{\sigma x} e^{y^2}\sin\frac{\omega_0 y}{\sigma}\,dy$$

$$\therefore\int_{-\omega_0}^{-\omega_0} e^{-(\omega/2\sigma-iy)^2}d\omega=\int_{-\omega_0}^{+\omega_0} e^{-(\omega/2\sigma)^2}d\omega$$

$$+2e^{-\omega_0^2/4\sigma^2}\int_{0}^{\sigma x} e^{y^2}\sin\frac{\omega_0 y}{\sigma}\,dy \qquad (19)$$

이다. 다음절에서 (19)식의 우변 제 2항의 크기에 대해서 검토하여 보자.

V. 허수축 방향의 선적분

(19)식의 우변 두번째항은 허수축 위의 $0\sim\sigma x$ 사이의 선적분으로서

$$u(x)\equiv 2e^{-\omega_0^2/4\sigma^2}\int_{0}^{\sigma x} e^{y^2}\sin\frac{\omega_0 y}{\sigma}\,dy,\quad \text{단, } \frac{\omega_0 y}{\sigma}=\omega_0 x \qquad (20)$$

에서 ω_0가 큰 값이고, 또 그림 3의 사각형의 선적분 경로 x를 크게 잡으면 $\sin w_0 x$가 $-1\sim+1$ 사이에서 크게 진동하므로 $u(x)$는

$$-2\sigma e^{-\omega_0^2/4\sigma^2}\int e^{\sigma^2x^2}dx<u(x)<+2\sigma e^{-\omega_0^2/4\sigma^2}\int e^{\sigma^2x^2}dx$$

가 되므로 $u(x)$의 최대치와 최소치사이의 평균치를 취하면, $u(x)=0$으로 근사할 수 있다. 따라서 (19)식은

$$\int_{-\omega_0}^{-\omega_0} e^{-(\omega/2\sigma-i\sigma x)^2}d\omega=\int_{-\omega_0}^{+\omega_0} e^{-(\omega/2\sigma)^2}d\omega \qquad (21)$$

로 근사할 수 있으며, 적분은 $\sqrt{\pi(1-e^{-\omega_0^2/2\sigma^2})}^{1/2}$이므로 (17)식은

$$U(x)=2\pi(1-e^{-\omega_0^2/2\sigma^2})^{1/2}e^{-\sigma^2x^2} \qquad (22)$$

이니, 반치폭 Δx는

$$e^{-\sigma^2(\Delta x)^2}=\frac{1}{2}\text{에서부터}$$

$$\Delta x=\frac{\sqrt{\log 2}}{\sigma} \qquad (23)$$

이다. 다시 말해서, 출사동의 주파수 대역 $2\omega_0$ $=2\dfrac{2\pi}{\lambda}$(NA)은 회절상의 진폭의 크기에 영향을 줄 뿐 이고, 분해능에는 아무런 영향을 주지 않는다.

유한구경 ω_0에 의한 회절상의 진폭이 $\omega_0\to\infty$인 경우의 e^{-1}배(또는 강도로서 e^{-2}배) 또는 이보다 더 크게 되도록 ω_0를 택하면,

$$(1-e^{-\omega_0^2/2\sigma^2})^{1/2}\geq e^{-1}$$

이므로

$$e^{-\omega_0^2/2\sigma^2}\leq 1-e^{-2}$$

이다. 양변에 대수치를 취하면,

$$-\frac{\omega_0^2}{2\sigma^2}\leq\log(1-e^{-2})=-e^{-2}$$

가 되므로,

$$\frac{\omega_0}{\sigma}\geq\sqrt{2}e^{-1}\simeq\frac{1}{2}$$

$$\therefore\omega_0\geq\frac{1}{2}\sigma \qquad (24)$$

의 결과를 얻게 된다. 윗 식에 (23)식을 대입하여 반치폭 Δx를 구하면

$$\frac{2\pi}{\lambda}(NA)\cdot\frac{\Delta x}{\sqrt{\log 2}}\geq\frac{1}{2}$$

$$\therefore\Delta x\geq\frac{\sqrt{\log 2}}{2\times 2\pi(NA)}\lambda \qquad (25)$$

이고, $NA\fallingdotseq 0.25$, $\sqrt{\log 2}\fallingdotseq 0.83$이므로

$$\Delta x\geq 0.26\lambda \qquad (26)$$

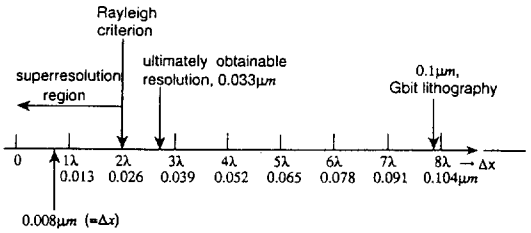

그림 4. $NA=0.25$일 때의 Rayleigh's resolution criterion과 superresolution 영역. (분해능한계 $\Delta x=0.008\ \mu m(\lambda=0.013\ \mu m)$이 되는 점이 표시되었다.).

를 얻는다. 다시 말해서 분해한계 Δx는 0.26λ이다. 이 값은 $NA=0.25$인 광학계에서의 Rayleigh의 분해한계 $\varepsilon_R=2\lambda$의 $\frac{1}{10}$ 정도의 값이다. $\lambda=0.013\ \mu m$일 때, $\Delta x=0.0034\ \mu m$보다 더 큰 값을 Δx가 지니고 있어야 하므로, 본 연구에서는 $\Delta x=0.008\ \mu m$를 택하였다.

VI. 초분해능 연 X-선 광학계와 OTF

레이저 플라즈마에서 얻을 수 있는 $\lambda=0.013\ \mu m$의 연 X-선을 이용하는 1 Gbit lithography 광학계의 분해능으로 $0.1\ \mu m$가 요구되고 있고, 오늘날의 lithography 기술로 얻을 수 있는 분해능 한계는 $\frac{1}{3}\times 0.1\ \mu m=0.033\ \mu m$으로 예측하고 있다.

그림 4에서 보는 바와 같이, 현재 1 Gbit lithography에서 요구되는 $\Delta x=0.1\ \mu m$는 연 X-선을 사용할 때, Rayleigh의 resolution criterion ε_R ($\lambda=0.013\ \mu m$, $NA=0.25$, $\varepsilon_R=0.026\ \mu m$)에 못미치고 있다. 초분해능은 Rayleigh의 분해한계($\varepsilon_R=0.026\ \mu m$)를 능가하는 것이므로 $\Delta x=0.008\ \mu m$를 취하여 광학계를 설계하고자 한다. 이때

$$\sigma=\frac{\sqrt{\log 2}}{\Delta x}=10\times 10^5\,\mathrm{cm}^{-1} \tag{27}$$

이고, $N=0.25$에 대하여 (24)식은 $w_0=\frac{2\pi}{\lambda}(NA)=12\times 10^5\geq\frac{1}{2}\sigma=5.0\times 10^5$로서, (24)식의 부등식 관계를 만족하고 있다.

이상으로서 $\lambda=0.013\ \mu m$의 연 X-선과 Gaussian apodization ($\Delta x=0.008\ \mu m$, $\sigma=10\times 10^5$)을 이용하므로서, 구하는 초분해능 광학계 ($NA=0.25$)를 얻게 되었다.

이 광학계의 optical transfer function (OTF)은 회절상의 강도(intensity)의 Fourier transform으로 구해진다. 즉,

$$\int_{-\infty}^{+\infty}|U(x)|^2 e^{i\omega x}dx=C^2\int_{-\infty}^{+\infty}e^{-2\sigma^2x^2}e^{i\omega x}dx$$

$$=C^2e^{-\omega^2/8\sigma^2}\int_{-\infty}^{+\infty}e^{-(\sqrt{2}\sigma x+i\omega/2\sqrt{2}\sigma)^2}dx$$

$$=\frac{\sqrt{\pi}C^2}{\sqrt{2}\sigma}e^{-\omega^2/8\sigma^2}$$

를 얻는다. 따라서 규격화한 OTF Ψ는

$$\Psi=e^{-\omega^2/8\sigma^2} \tag{28}$$

이다.

OTF=0.4일 때, $-\frac{(\Delta\omega)^2}{8\sigma^2}=\log 0.4$이고,

$\sigma^2=\frac{\log 2}{(\Delta x)^2}$ 이므로 $(\Delta\omega)^2=-\log 0.4\times\frac{8\log 2}{(\Delta x)^2}$ 이다.

따라서,

$$\Delta\omega=\frac{\sqrt{-8\cdot\log 2\cdot\log 0.4}}{\Delta x} \tag{29}$$

이다. $\Delta x=0.008\ \mu m$일 때, $\Delta\omega=28\times 10^5$ lines/cm이므로 공간주파수 $\Delta\nu=4.5\times 10^4$ lines/mm를 얻는다.

VII. 결 론

Gaussian apodization 즉, Gauss 동함수 변조(Gaussian pupil modulation)에 의하여 연 X-선 파장($\lambda=0.013\ \mu m$)에서 초분해능 광학계가 이루어졌다. 먼저, Gaussian apodization에 관해서 역변환 문제(inverse problem)로 무한대 구경과 무한대 상공간사이의 inverse Fourier transform 관계에서부터 동함수가 얻어지고, 이어서 정확하게 복소수 공간에서의 유한 회절적분($-\omega_0\sim+\omega_0$)을 시행하여, 이 공간의 허수축 방향의 선적분의 보탬이 영으로 근사할 수 있음을 밝히고, 이 근사 결과로서 회절적분을 실축방향의 선적분만으로 표현하였다.

Rayleigh pupil의 경우와는 달리 Gaussian apodization이 되어 있는 Gaussian pupil 광학계에서는 pupil의 크기가 회절상의 분해능을 지배하는 조건이 없다. 다만

구경의 공간주파수 스펙트럼 대폭($2\omega_0=2\frac{2\pi}{\lambda}(NA)$)이 충분히 커야 한다는 것은 분해능한계에 관계없이 광파의 세기에 대한 검출기의 감도에서 요구되는 것에 불과하다. 본 논문에서 $\omega_0\to\infty$의 광학계의 회절 진폭의 e^{-1}배(강도로서 e^{-2}배)를 취하여 pupil의 크기에 대한 한계를 구하였다.

연 X-선 광학계의 NA(numerical aperture)를 0.25로 하고, 회절 선폭 0.008 μm ($\sigma=10\times10^5$)를 갖는 광학계가 얻어졌는데, 이 광학계는 수차 W가 영이 되어야 하는 전제조건이 있다. 이러한 광학계의 구현은 과거에는 쉽지 않았으나, 반도체 초미세가공 광학계의 발전과 더불어 근년에 $W\approx0$인 광학계 설계가 흔히 발표되고 있다.

오늘날 이와 같은 광학계에서 $\Delta x\approx0.03\,\mu$m (>Rayleigh criterion$=0.026\,\mu$m, 단, $NA=0.25$, $\lambda=0.013\,\mu$m)가 반도체 lithography의 분해능 한계로 보는 견해가 있는데, 이는 Δx가 이보다 더 작을때에는 현재 쓰이고 있는 부식기술(etching technology)을 그대로 사용할 수 없고, 또 반도체 소자안에서 전기적 절연(electric insulation) 문제가 있기 때문이다. 초분해능을 실현하기 위해서는 물리적, 화학적, 공학적 연구가 선행되어 모두 극복해야 하므로 아직까지 초분해능 광학계에 대해 산업적 가치를 의심하는 견해가 있다. 그러나 본 논문에서는 위와 같은 여러가지 어려움이 모두 해결될 수 있을 것으로 보고 $\Delta x=0.008\,\mu$m로서 Rayleigh criterion 0.026 μm($\lambda=0.013\,\mu$m) 보다 작게 취하여 초분해능 광학계를 실현하였다.

이 연구결과에 이어서 회절상을 더욱 예리하게 만드는 방법이 검토중인데, 첫번째로 생각할 수 있는 것이 간섭계를 사용하여 $e^{-\sigma_1^2x^2}-\frac{1}{2}\{e^{\sigma_2^2(x-x_0)^2}+e^{\sigma_2^2(x+x_0)^2}\}$, $x_0>0$의 상의 광진폭을 얻는 방법이다 (multiple pupils 기법). 이때 반치폭이 $e^{-\sigma_1^2x^2}$ 보다 더욱 예리하게 될 것이다. 두번째로 검토할 방법으로는 윤대(annular) pupil를 쓰는 방법이다. 이때 동함수의 Fourier transform은 $-\omega_0\sim+\omega_0$ 영역의 적분에서 $-\omega_0'\sim+\omega_0'$, $\omega_0'<\omega_0$ 사이의 적분을 감해야 한다. Rayleigh pupil의 경우에는 윤대 pupil를 사용하므로서 분해능이 더욱 좋아질 수도 있으나, Gaussian pupil의 경우에도 같은 것이라고 속단할 수 없으므로 신중한 검토가 있어야 하겠다. 세번째 방법으로 검토의 대상이 될 수 있는 것은 동스펙트럼의 변위 (pupil spectrum displacement) 기법으로서, $e^{-\omega^2/4\sigma^2}\cdot e^{i\beta\omega}=e^{-(\omega^2/4\sigma^2-i\beta\omega)}$형의 동함수를 쓰는 경우이다. 앞으로 이상의 세가지 방법들을 모두 신중하게 검토할 예정이다.

끝으로 실험적으로 Gaussian pupil을 만드는 방법에 관하여 언급하고자 한다. 가시영역의 모든 파장에서 이 점은 문제가 되지 않으나, 흡수가 심한 연 X-선 영역(≈/10 nm)에서는 이 문제가 근본적인 어려움을 초래할 것이다. 우선, 이 문제를 해결하기 위해서는 결상광학계가 반사형이어야 한다. 반사면은 quantum well(Mo-Si의 약 50쌍)의 박막 진공증착이 되어야 하며, 마지막 한 반사면은 Gauss 함수의 반사능을 갖도록해야 한다. 이러한 grade reflectivity를 quantum well로 구성하는데는 많은 연구가 선행되어야 한다는 점을 강조하고자 한다.

이 논문에서는 원통렌즈, 즉, 1차원 렌즈결상계의 경우를 취급하였으나 사각형 렌즈계의 경우나 원형렌즈계에 대한 경우도 원통렌즈계에 대한 취급과 완전히 동일하게 다룰 수 있다.

참 고 문 헌

[1] 조영민, 김종태, 이상수, 한국광학회지, **5**(3), 349 (1994).
[2] 이상수, 파동광학, 교학연구사, 서울, 1983.
[3] M. Born & E. Wolf, *Principles of Optics*, 6th ed., Pergamon Press Inc. New York, 1980.
[4] B. J. Lin, SPIE **1496**, 10th Annual Symposium on Micro-lithography, 54(1990).
[5] T. A. Brunner, Opt. Eng., **32**(10), 2337(1993).
[6] H. Fukuda, T. Terasawa and S. Okazaki, J. Vac. Sci. Technol., **B9**, 3113(1991).
[7] H. M. Nishimoto, E. Tai and R. J. Naber, Proc. of SPIE **922**, 309(1988).
[8] T. Ogawa, *et al.*, JJAP 28, 2070(1989).
[9] T. E. Jewell, *et al.*, Symposium on Microlithography(SPIE, 1990) pp. 90-98.
[10] A. A. MacDowell, *et al.*, J. Vac. Sci. Technol., **B9**, 3193(1991).
[11] 박성종, 이종진, 정창섭, 한국광학회지 **4**(1), 9(1993).
[12] J. Durnin, J. Opt. Soc. Am. A, **4**(4), 651(1987).
[13] John Strong, *Concepts of Classical Optics*, W. H. Freeman and Company, Inc., San Francisco, 1958.
[14] P. Gohil, *et al.*, Appl. Opt., **24**(13), 2024(1985).
[15] 김동환, 박사학위논문, 한국과학기술원, 1990.
[16] 조영민, 이상수, 대한민국 학술원 논문집, **33**, 11 (1994).
[17] 조영민, 이상수, 한국광학회지, **4**(3), 252(1993).
[18] 조영민, 박사학위논문, 한국과학기술원, 1994.
[19] 임천석, 박사학위논문, 한국과학기술원, 1995.

Gaussian Apodization and Superresolution Optical Imaging System for Soft X-ray Region

Young Ran Song and Min Hee Lee
Department of Physics, College of Science, Inha University, Inchon 402-751, Korea

Sang Soo Lee
Department of Physics, Korea Advanced Institute of Science and Technology, Taejeon 305-701, Korea

(Received: January 24, 1996)

Superresolution optics, employing Gaussian apodization, is rigorously treated at the soft X-ray wavelength ($\lambda=0.013\,\mu$m) region. In the diffraction integral, the line integral along the imaginary axis is found small, and it is ignored, so that the diffraction integral consists of the integration along the real axis. The resolution of the diffracted image is not effected by the pupil angular frequency bandwidth $2\omega_0$, which is one of the most important the characteristic features of Gaussian apodization ($e^{-\sigma^2x^2}$) optics. The superresolution optics has resolution $(\frac{1}{2}\times\text{FWHM})=\Delta x=0.008\,\mu$m which is smaller than the Rayleigh criterion of $2\lambda=0.026\,\mu$m for NA=0.25. The optical system has $\omega_0\geq\frac{1}{2}\sigma$, which gives the peak intensity of the diffracted image larger than e^{-2} times the intensity obtainable by the infinite aperture.