

세계의 Gauss 동을 중첩한 간섭계형 결상계의 진폭임펄스와 초분해능*

송영란 · 이민희

인하대학교 이과대학 물리학과

이 상 수

한국과학기술원 물리학과

(1996년 10월 22일 받음)

역변환 문제(Inverse Problem)로 접근하여 상면에서의 최초 진폭임펄스 $S_0(x)$ 를 Gauss 함수 $g_1(x)$, $-\frac{1}{2}g_{2-}(x+\Delta x_1)$, $-\frac{1}{2}g_{2+}(x-\Delta x_1)$ 를 중첩하여 설정하였다. 이를 Inverse Fourier Transform으로 동함수 $A(\omega)$ 를 구하고, 유한구경 $(-\omega_0 \sim +\omega_0)$ 에서 $A(\omega)$ 를 Fourier Transform하여 회절상의 진폭임펄스(Amplitude Impulse) $S(x)$ 를 구하였다. $\lambda = 193 \text{ nm}$, $NA = 0.5$ 인 광학계에서 $S(x)$ 의 반치폭, 즉, $\frac{1}{2}$ (FWHM)을 수치계산하여 49 nm를 얻었다. 이는 Rayleigh 한계 분해능 ϵ_R 의 반, $\frac{1}{2}\epsilon_R = 96.5 \text{ nm}$ 보다 작으므로 초분해능 광학계임을 알 수 있다. OTF를 구하여 광학계의 성능을 평가한 결과 고주파영역에서 성능이 우수함을 알 수 있었다. 광학계는 Twyman-Green 간섭계를 포함하는 간섭결상계가 되고, Gauss 진폭변조판은 Polysiloxane Glass Resin을 사용하여 만들 수 있음을 제안하였다.

I. 서 론

한개의 Gauss 동(pupil, $e^{-\frac{\omega^2}{4\sigma^2}}$ 에서 광파가 회절하여 이루는 회절상의 진폭임펄스(Amplitude Impulse) $S(x)$ 는 $e^{-\sigma^2 x^2}$ 에 비례하고, 이때 σ 를 충분히 크게 함으로써 초분해능을 갖는 회절상을 얻을 수 있다는 것을 이미 보고하였다.^[1] 예리한 $S(x)$ 를 얻기 위하여 σ 값을 크게 하면 Gauss 동의 성질이 점차 약하게 되어 진폭과 위상이 일정한 Rayleigh 동에 접근하게 된다. 이러한 경향을 피하려면 광학결상계가 큰 NA(Numerical Aperture) 값을 갖어야 하지만, 여기에는 어려운 문제가 따르므로 본 연구에서는 세계의 Gauss 함수, 즉, $g_1(x) = e^{-\sigma_1^2 x^2}$, $g_2(x+\Delta x_1) = e^{-\sigma_2^2(x+\Delta x_1)^2}$ 그리고 $g_2(x-\Delta x_1) = e^{-\sigma_2^2(x-\Delta x_1)^2}$ 를 $g_1(x) - \frac{1}{2}\{g_2(x+\Delta x_1) + g_2(x-\Delta x_1)\}$ 로 중첩하여 이를 최초 진폭임펄스 $S_0(x)$ 라 하고, 이로 부터 역변환 문제(Inverse Problem)로 접근하여 $S_0(x)$ 의 Inverse Fourier Transform으로 무한구경에 대한 동함수 $A(\omega)$ 를 구하였다. 다시 이 동함수를 유한구경 위에서 Fourier Transform을 취하여 최종적으로 구하고자 하는 회절상 $S(x)$ 를 얻은 후 그의 분해능과 OTF를 계산하였다.

세계의 구경에서 일어나는 회절의 중첩으로 $S(x)$ 가 얻어지는데, 이들 세계의 동함수 $A_1(\omega)$, $A_2(\omega)$, $A_{2+}(\omega)$ 가운데서 $A_2(\omega)$ 와 $A_{2+}(\omega)$ 는 광축에 대하여 대칭적으로 자리잡도록 하

기 위하여 Twyman-Green 간섭계를 이용할 수 있으며, 이 결상계는 간섭계의 성질을 지닌 결상계로써 간섭계형 결상계(Interferometric Imaging System)^[2]이다. 또한 Gauss 함수로 진폭을 변조할 수 있는 물질로 Polysiloxane Glass Resin을^[3,4] 사용할 것을 제안하였다.

II. 최초 진폭임펄스 $S_0(x)$ 와 동함수 $A(\omega)$

최초 진폭임펄스 $S_0(x)$ 를

$$\begin{aligned} S_0(x) &= g_1(x) + \frac{1}{2}\{g_{2-}(x+\Delta x_1) + g_{2+}(x-\Delta x_1)\}e^{i\Phi} \\ &= g_1(x) - \frac{1}{2}\{g_{2-}(x+\Delta x_1) + g_{2+}(x-\Delta x_1)\}, \end{aligned} \quad (1)$$

로 구성한다. 여기서

$$\begin{aligned} g_1(x) &= e^{-\sigma_1^2 x^2}, \\ g_2(x+\Delta x_1) &= e^{-\sigma_2^2(x+\Delta x_1)^2}, \\ g_2(x-\Delta x_1) &= e^{-\sigma_2^2(x-\Delta x_1)^2} \end{aligned}$$

이며, 위상차 Φ 는 π 또는 광노정차 $\frac{\lambda}{2}(2q+1)$ 로 q 는 정수이다. 여기서 $g_1(x)$, $g_{2\pm}(x \mp \Delta x)$ 그리고 $S_0(x)$ 의 $\frac{1}{2}$ (FWHM)는 그림 1과 같이 각각 Δx_1 , Δx_2 , Δx_0 이다.

진폭임펄스 $S_0(x)$ 의 Inverse Fourier Transform으로 동함수 $A(\omega)$ 를 얻는다. 즉,

* 본 연구는 한국전자통신연구소의 차세대반도체 선행기초기술 연구사업(1995년)의 지원으로 수행하였습니다.

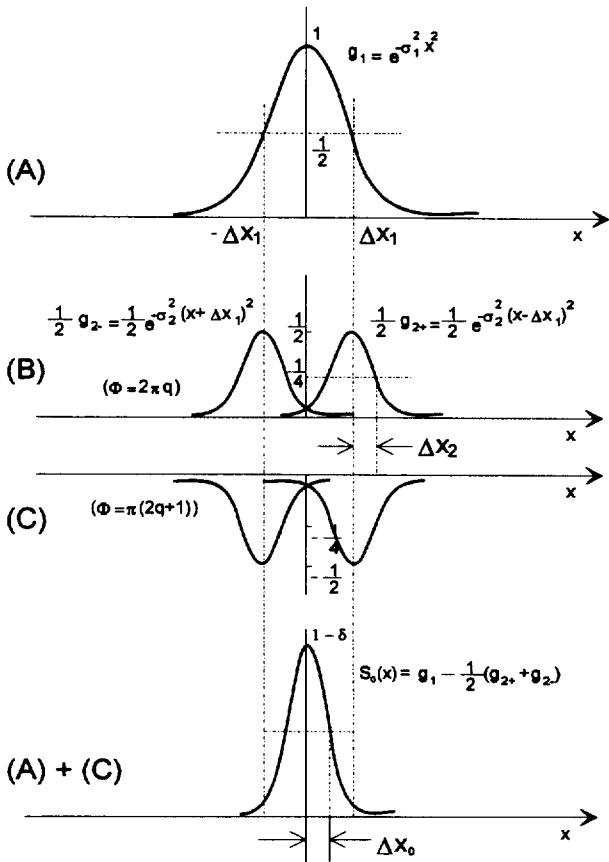


그림 1. $g_1(x)$, $g_2(x+\Delta x_1)$ 및 $g_2^*(x-\Delta x_1)$ 의 중첩으로 이루어진 최초 진폭임펄스 $S_0(x)$. (q : 정수, δ : 작은 양)

$$A(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\sigma_1^2 x^2} e^{i\omega x} dx - \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\sigma_2^2 (x+\Delta x_1)^2} e^{i\omega x} dx - \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\sigma_2^2 (x-\Delta x_1)^2} e^{i\omega x} dx \quad (2)$$

우변 첫번째 항은 $\frac{\sqrt{\pi}}{\sigma_1} e^{-\frac{\omega^2}{4\sigma_1^2}}$ 이고, 두번째항에서 $x+\Delta x_1 = t$ 라 하면

$$\begin{aligned} -\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\sigma_2^2 (x+\Delta x_1)^2} e^{i\omega x} dx &= -\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\sigma_2^2 t^2} e^{i\omega t - i\omega \Delta x_1} dt \\ &= -\frac{1}{2} e^{-i\omega \Delta x_1} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\sigma_2^2 t^2 + i\omega t} dt \\ &= -\frac{1}{2} e^{-i\omega \Delta x_1} \frac{\sqrt{\pi}}{2\sigma_2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-(\sigma_2 t - \frac{i\omega}{2\sigma_2})^2} dt \quad (3) \end{aligned}$$

을 얻는데, $(\sigma_2 t - \frac{i\omega}{2\sigma_2})$ 의 복소수 평면에서 선적분을 시행해

서^[1] $-\frac{\sqrt{\pi}}{2\sigma_2} e^{-\frac{\omega^2}{4\sigma_2^2} - i\omega \Delta x_1}$ 이 된다. 마찬가지로 방법으로 구한 세번째

항은 $-\frac{\sqrt{\pi}}{2\sigma_2} e^{-\frac{\omega^2}{4\sigma_2^2} + i\omega \Delta x_1}$ 이므로, 최종적인 (2)식의 표현은

$$\begin{aligned} A(\omega) &= \frac{\sqrt{\pi}}{\sigma_1} e^{-\frac{\omega^2}{4\sigma_1^2}} - \frac{\sqrt{\pi}}{2\sigma_2} e^{-\frac{\omega^2}{4\sigma_2^2} - i\omega \Delta x_1} - \frac{\sqrt{\pi}}{2\sigma_2} e^{-\frac{\omega^2}{4\sigma_2^2} + i\omega \Delta x_1} \\ &= A_1(\omega) + A_2(\omega) + A_2^*(\omega) \end{aligned} \quad (4)$$

이다.

III. 유한구경이 이루는 진폭임펄스 $S(x)$

본 절에서는 동함수 $A(\omega)$ 가 유한구경 $-\omega_0 \sim +\omega_0$ 에서 최절하여 이루는 진폭임펄스 $S(x)$ 를 구하고자 한다. 이는 동함수 $A(\omega)$ 의 Fourier Transform을 취하여 구한다. 즉,

$$\begin{aligned} S(x) &= \int_{-\omega_0}^{+\omega_0} A - \omega A(\omega) e^{-i\omega x} d\omega \\ &= \frac{\sqrt{\pi}}{\sigma_1} \int_{-\omega_0}^{+\omega_0} e^{-\frac{\omega^2}{4\sigma_1^2}} e^{-i\omega x} d\omega - \frac{\sqrt{\pi}}{2\sigma_2} \int_{-\omega_0}^{+\omega_0} e^{-\frac{\omega^2}{4\sigma_2^2} - i\omega \Delta x_1} e^{-i\omega x} d\omega \\ &\quad - \frac{\sqrt{\pi}}{2\sigma_2} \int_{-\omega_0}^{+\omega_0} e^{-\frac{\omega^2}{4\sigma_2^2} + i\omega \Delta x_1} e^{-i\omega x} d\omega \end{aligned} \quad (5)$$

우변 각 항의 적분은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\sqrt{\pi}}{\sigma_1} \int_{-\omega_0}^{+\omega_0} e^{-\frac{\omega^2}{4\sigma_1^2}} e^{-i\omega x} d\omega &= \frac{\sqrt{\pi}}{\sigma_1} \int_{-\omega_0}^{+\omega_0} e^{-\left(\frac{\omega}{2\sigma_1} + i\sigma_1 x\right)^2} e^{1\sigma_1^2 x^2} dx = 2\pi e^{-\sigma_1^2 x^2} \left(1 - e^{-\frac{\omega_0^2}{2\sigma_1^2}}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\sqrt{\pi}}{2\sigma_2} \int_{-\omega_0}^{+\omega_0} e^{-\frac{\omega^2}{4\sigma_2^2} - i\omega \Delta x_1} e^{-i\omega x} d\omega &= \frac{\sqrt{\pi}}{2\sigma_2} \int_{-\omega_0}^{+\omega_0} e^{-\left\{\frac{\omega}{2\sigma_2} + i\sigma_2(x+\Delta x_1)\right\}^2} e^{-\sigma_2^2 (x+\Delta x_1)^2} d\omega \\ &= \frac{1}{2} \cdot 2\pi e^{-\sigma_2^2 (x+\Delta x_1)^2} \left(1 - e^{-\frac{\omega_0^2}{2\sigma_2^2}}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\sqrt{\pi}}{2\sigma_2} \int_{-\omega_0}^{+\omega_0} e^{-\frac{\omega^2}{4\sigma_2^2} + i\omega \Delta x_1} e^{-i\omega x} d\omega &= \frac{\sqrt{\pi}}{2\sigma_2} \int_{-\omega_0}^{+\omega_0} e^{-\left\{\frac{\omega}{2\sigma_2} + i\sigma_2(x-\Delta x_1)\right\}^2} e^{-\sigma_2^2 (x-\Delta x_1)^2} d\omega \\ &= \frac{1}{2} \cdot 2\pi e^{-\sigma_2^2 (x-\Delta x_1)^2} \left(1 - e^{-\frac{\omega_0^2}{2\sigma_2^2}}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (8) \end{aligned}$$

최종적으로 구하고자 하는 (5)식의 $S(x)$ 는,

$$S(x) = 2\pi \left\{ e^{-\sigma_1^2 x^2} \left(1 - e^{-\frac{\omega_0^2}{2\sigma_1^2}}\right)^{\frac{1}{2}} - \frac{1}{2} e^{-\sigma_2^2 (x+\Delta x_1)^2} \left(1 - e^{-\frac{\omega_0^2}{2\sigma_2^2}}\right)^{\frac{1}{2}} \right.$$

$$-\frac{1}{2}e^{-\sigma_2^2(x-\Delta x_1)^2}\left(1-e^{-\frac{\omega_0^2}{2\sigma_2^2}}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

이며, 실변수 함수이다.

IV. σ_1 과 σ_2 의 관계 설정

(1)식의 최초 진폭임펄스 $S_0(x)$ 는 $g_1(x)$ 를 기준으로 해서 $x=-\Delta x_1$ 와 $x=+\Delta x_1$ ($\Delta x_1>0$)에 위상이 π 인 $g_2(x+\Delta x_1)$ 와 $g_2(x-\Delta x_1)$ 가 각각 위치하여 $g_1(x)$ 의 높이를 줄이게 되므로 한개의 Gauss 동함수보다 예리하게 된다. 그러나 $g_2(x+\Delta x_1)$ 와 $g_2(x-\Delta x_1)$ 의 Gauss 함수 모양을 아직 결정하지 않았으므로, σ_1 에 대해서 σ_2 가 어떠한 값이 되어야 할지 구하고자 한다.

진폭 임펄스 $S(x)$ 의 반치폭의 반, 즉, $\frac{1}{2}(\text{FWHM})=\Delta x$ 는 $x=0$ 에서의 $S(0)$ 와 $x=\Delta x$ 에서의 $S(\Delta x)$ 의 값으로써 표현한 다음의 관계식으로 부터 구한다. 즉,

$$\frac{S(\Delta x)}{S(0)} = \frac{1}{2} \quad (10)$$

우선 $S(0)=S(x)|_{x=0}$ 는 (9)식으로 부터

$$S(0)=2\pi \left\{ \left(1-e^{-\frac{\omega_0^2}{2\sigma_1^2}}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\sigma_2^2(\Delta x_1)^2} \left(1-e^{-\frac{\omega_0^2}{2\sigma_2^2}}\right)^{\frac{1}{2}} \right\} \quad (11)$$

이고, $x=\Delta x$ 에서의 $S(\Delta x)$ 는 아래와 같다.

$$S(\Delta x)=2\pi \left\{ e^{-\sigma_1^2(\Delta x)^2} \left(1-e^{-\frac{\omega_0^2}{2\sigma_1^2}}\right)^{\frac{1}{2}} - \frac{1}{2} e^{-\sigma_2^2(\Delta x+\Delta x_1)^2} \left(1-e^{-\frac{\omega_0^2}{2\sigma_2^2}}\right)^{\frac{1}{2}} - \frac{1}{2} e^{-\sigma_2^2(\Delta x-\Delta x_1)^2} \left(1-e^{-\frac{\omega_0^2}{2\sigma_2^2}}\right)^{\frac{1}{2}} \right\} \quad (12)$$

(11)식의 첫번째 항은 $g_1(x)$ 가 $x=0$ 에서의 진폭이고, 두번째 항은 $g_2(x+\Delta x_1)$ 와 $g_2(x-\Delta x_1)$ 의 진폭의 합이다. $g_2(x+\Delta x_1)$ 와 $g_2(x-\Delta x_1)$ 는 $x=0$ 에서 $g_1(x)$ 의 진폭을 감소시키므로, 이 값을 될 수 있는대로 작게 하는 것이 바람직하다.

본 연구에서는 두 진폭의 비가 e^4 ($\approx 2\%$)가 되도록 $g_2(x+\Delta x_1)$ 와 $g_2(x-\Delta x_1)$ 의 σ_2 값을 정하고자 한다. 즉,

$$\left(1-e^{-\frac{\omega_0^2}{2\sigma_1^2}}\right)^{\frac{1}{2}} = e^4 e^{-\sigma_2^2(\Delta x_1)^2} \left(1-e^{-\frac{\omega_0^2}{2\sigma_2^2}}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (13)$$

양변에 로그를 취하면,

$$\frac{1}{2} \log\left(1-e^{-\frac{\omega_0^2}{2\sigma_1^2}}\right) = 4 - \sigma_2^2(\Delta x_1)^2 + \frac{1}{2} \log\left(1-e^{-\frac{\omega_0^2}{2\sigma_2^2}}\right) \quad (14)$$

이고, $\log(1+\varepsilon)=\varepsilon - \frac{\varepsilon^2}{2} + \dots \approx \varepsilon$ 의 근사와 반치폭 Δx_1 은

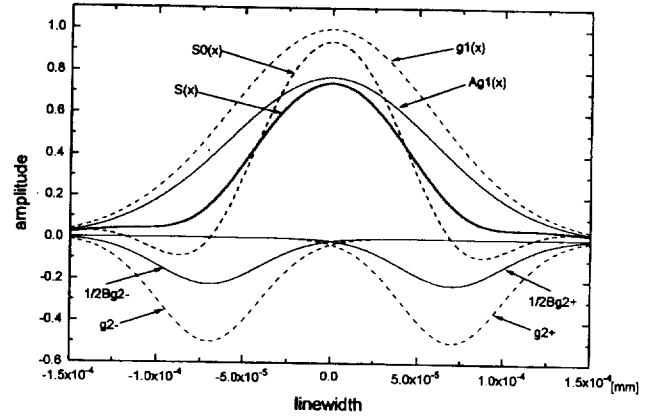


그림 2. $S(x)$ 의 선폭 Δx 계산. $A = \left(1 - e^{-\frac{\omega_0^2}{2\sigma_1^2}}\right)^{\frac{1}{2}}$, $B = \left(1 - e^{-\frac{\omega_0^2}{2\sigma_2^2}}\right)^{\frac{1}{2}}$

$e^{-\sigma_1^2(\Delta x_1)^2} = \frac{1}{2}$ 로 부터 $\Delta x_1^2 = \frac{\log 2}{\sigma_1^2}$ 을 사용하여 (14)식을 다시 쓰면,

$$8 - 1.4 \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1^2} = e^{-\frac{\omega_0^2}{2\sigma_2^2}} - e^{-\frac{\omega_0^2}{2\sigma_1^2}} \quad (15)$$

이다. 그러나 본 연구에서는 $g_1(x)$ 의 Gauss 함수에서 $g_2(x+\Delta x_1)$ 와 $g_2(x-\Delta x_1)$ 의 Gauss 함수를 감하여 초분해능을 얻는 것이므로, σ_2 가 σ_1 의 값보다 커야한다. 따라서 (15)식의 우변은 0보다 크게 되므로

$$\sigma_2 < 2.4\sigma_1 \quad (16)$$

의 관계를 얻는다. 따라서 (16)식을 만족하는 σ_1 에 대한 σ_2 의 값들 중에서

$$\sigma_2 = 2\sigma_1 \quad (17)$$

값을 취하겠다.

이로서, $g_1(x)$ 와 $g_2(x+\Delta x_1)$, $g_2(x-\Delta x_1)$ 의 모양이 모두 결정되었으며 이들 함수의 모양이 그림 2에 제시되었다.

V. 초분해능 광학계의 제원과 진폭 임펄스 $S(x)$ 의 선폭 계산

앞 절까지는 광원의 파장을 임의적으로 택할 수 있도록 일 반적인 수식을 유도하였으나, 본 절에서는 구체적으로 파장, NA(Numerical Aperture) 값 등의 제원을 정해서 진폭임펄스 $S(x)$ 의 선폭을 수치계산하고자 한다. 먼저, 광원은 ArF 레이저의 파장 $\lambda=193$ nm로 하고 NA=0.5라 하면, 공간각주파수 ω_0 는 다음과 같다.

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{\lambda} (NA) = 1.6 \times 10^7 / m \quad (18)$$

최절상 $S(x)$ 의 분해한계를 Rayleigh 한계분해능 ϵ_R 과 비교하기 위해서 ϵ_R 의 반과 FWHM의 반을 비교하겠다. $\epsilon_R = \lambda/193$ nm이므로 한 광학계에서 $S(x)$ 의 선폭 Δx 가 $\frac{1}{2}\epsilon_R$ 인 96.5 nm보다 작으면 초분해능을 갖게 된다.

최초 진폭임펄스에 들어 있는 $g_1(x)$ 의 $\frac{1}{2}$ (FWHM)는 (10)식을 계산하기 위한 $\frac{\omega_0^2}{2\sigma_1^2} < 1$, $\frac{\omega_0^2}{2\sigma_2^2} < 1$ 의 가정을 만족해야 하며, 앞 절에서의 반치폭을 구하기 위한 $\sigma_1 = \frac{\sqrt{\log 2}}{\Delta x_1}$ 의 관계와 (18)식을 이용하여 구하면

$$\Delta x_1 = 70 \text{ nm} \quad (19)$$

이므로 Δx_2 는

$$\sigma_2 = 2\sigma_1, \Delta x_2 = \frac{1}{2}\Delta x_1 = 35 \text{ nm} \quad (20)$$

이다. 이상을 요약하면

$$\sigma_1 = \frac{\sqrt{\log 2}}{\Delta x_1} = 1.2 \times 10^7 / \text{m},$$

$$\sigma_2 = 2\sigma_1 = 2.4 \times 10^7 / \text{m},$$

$$\Delta x_1 = 70 \text{ nm},$$

$$\Delta x_2 = \frac{1}{2}\Delta x_1 = 35 \text{ nm}$$

으로 (12)식을 Δx 의 함수로 보고 수치계산한 결과, 그림 2와 같이 진폭임펄스 $S(x)$ 의 $\frac{1}{2}$ (FWHM), 즉 $\Delta x = 49$ nm를 얻었으며, 이는 초분해능 광학계이다.

VI. Optical Transfer Function(OTF)

광학계의 결상 성능을 OTF로 표현하며, 이 함수는 진폭 임펄스 $S(x)$ 의 절대치 자승, 즉, 강도 임펄스(Intensity Impulse)의 Fourier Transform을 규격화하므로써 얻어진다.^[5,6,7]

식 (9)에서 부터

$$\begin{aligned} |S(x)|^2 &= 4\pi^2 \left\{ Ag_1(x) - \frac{1}{2}Bg_{2-}(x + \Delta x_1) - \frac{1}{2}Bg_{2+}(x - \Delta x_1) \right\}^2 \\ &= 4\pi^2 \left\{ A^2g_1^2(x) + \frac{1}{4}B^2g_{2-}^2(x + \Delta x_1) + \frac{1}{4}B^2g_{2+}^2(x - \Delta x_1) \right. \\ &\quad - ABg_1(x)g_{2-}(x + \Delta x_1) - ABg_1(x)g_{2+}(x - \Delta x_1) \\ &\quad \left. + \frac{1}{2}B^2g_{2-}(x + \Delta x_1)g_{2+}(x - \Delta x_1) \right\} \quad (21) \end{aligned}$$

$$\text{단, } A = (1 - e^{-\frac{\omega_0^2}{2\sigma_1^2}})^{\frac{1}{2}}, \quad B = (1 - e^{-\frac{\omega_0^2}{2\sigma_2^2}})^{\frac{1}{2}}, \quad \sigma_2 > \sigma_1, A > B$$

으로, 우변의 각 항의 Fourier Transform을 구하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} g_1^2(x)e^{-i\alpha x} dx &= \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2\sigma_1^2 x^2 - i\alpha x} dx \\ &= e^{-\frac{\omega^2}{8\sigma_1^2}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-(\sqrt{2}\sigma_1 x + \frac{i\omega}{2\sqrt{2}\sigma_1})^2} dx = \frac{I_0}{\sqrt{2}\sigma_1} e^{-\frac{\omega^2}{8\sigma_1^2}}, \quad (22) \end{aligned}$$

$$\text{단, } I_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-t^2} dt$$

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} g_{2-}^2(x + \Delta x_1)e^{-i\alpha x} dx &= \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2\sigma_2^2(x + \Delta x_1)^2 - i\alpha x} dx \\ &= e^{-\frac{\omega^2}{8\sigma_2^2} + i\alpha \Delta x_1} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-(\sqrt{2}\sigma_2(x + \Delta x_1) + \frac{i\omega}{2\sqrt{2}\sigma_2})^2} dx \\ &= \frac{I_0}{\sqrt{2}\sigma_2} e^{-\frac{\omega^2}{8\sigma_2^2} + i\alpha \Delta x_1} \quad (23) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} g_{2+}^2(x - \Delta x_1)e^{-i\alpha x} dx &= \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2\sigma_2^2(x - \Delta x_1)^2 - i\alpha x} dx \\ &= e^{-\frac{\omega^2}{8\sigma_2^2} - i\alpha \Delta x_1} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-(\sqrt{2}\sigma_2(x - \Delta x_1) + \frac{i\omega}{2\sqrt{2}\sigma_2})^2} dx \\ &= \frac{I_0}{\sqrt{2}\sigma_2} e^{-\frac{\omega^2}{8\sigma_2^2} - i\alpha \Delta x_1} \quad (24) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} g_1(x)g_{2-}(x + \Delta x_1)e^{-i\alpha x} dx &= \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\sigma_1^2 x^2 - \sigma_2^2(x + \Delta x_1)^2 - i\alpha x} dx \\ &= e^{\frac{2\sigma_2^2 \Delta x_1 + i\omega}{2\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}} - \sigma_2^2(\Delta x_1)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\left(\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} x + \frac{2\sigma_2^2 \Delta x_1 + i\omega}{2\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}} \right)^2} dx \\ &= \frac{I_0}{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}} e^{\frac{2\sigma_2^2 \Delta x_1 + i\omega}{2\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}} - \sigma_2^2(\Delta x_1)^2} \quad (25) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} g_1(x)g_{2+}(x - \Delta x_1)e^{-i\alpha x} dx &= \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\sigma_1^2 x^2 - \sigma_2^2(x - \Delta x_1)^2 - i\alpha x} dx \\ &= e^{\frac{2\sigma_2^2 \Delta x_1 + i\omega}{2\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}} - \sigma_2^2(\Delta x_1)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\left(\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} x + \frac{2\sigma_2^2 \Delta x_1 + i\omega}{2\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}} \right)^2} dx \\ &= \frac{I_0}{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}} e^{\frac{-2\sigma_2^2 \Delta x_1 + i\omega}{2\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}} - \sigma_2^2(\Delta x_1)^2} \quad (26) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} g_{2-}(x + \Delta x_1)g_{2+}(x - \Delta x_1)e^{-i\alpha x} dx &= \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\sigma_2^2(x + \Delta x_1)^2 - \sigma_2^2(x - \Delta x_1)^2 - i\alpha x} dx \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2\sigma_2^2 x^2 - i\alpha x - 2\sigma_2^2(\Delta x_1)^2} dx \\ &= e^{-\frac{\omega^2}{8\sigma_2^2} - 2\sigma_2^2(\Delta x_1)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\sqrt{2}\sigma_2 x + \frac{i\omega}{2\sqrt{2}\sigma_2}} dx \\ &= \frac{I_0}{\sqrt{2}\sigma_2} e^{-\frac{\omega^2}{8\sigma_2^2} - 2\sigma_2^2(\Delta x_1)^2} \quad (27) \end{aligned}$$

따라서 (22)식에서 (27)식까지의 합 $F(\omega)$ 는

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} |S(x)|^2 e^{-i\alpha x} dx$$

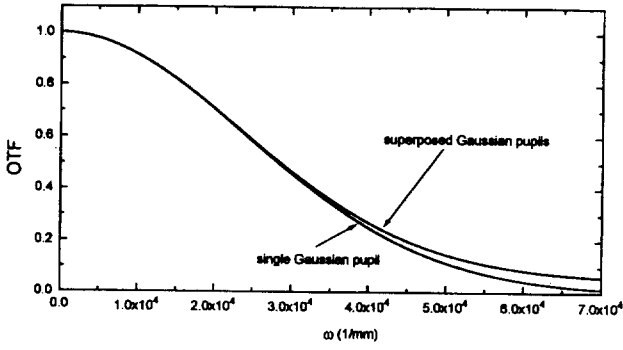


그림 3. OTF 수치 계산 결과.

$$\begin{aligned}
 &= 4\pi^2 \frac{I_0}{\sqrt{2}\sigma_1} A^2 \left[e^{-\frac{\omega^2}{8\sigma_1^2}} + \frac{1}{2} \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \left(\frac{B}{A}\right)^2 e^{-\frac{\omega^2}{8\sigma_2^2}} (\cos(\omega\Delta x_1) + e^{-2\sigma_2^2(\Delta x_1)^2}) \right. \\
 &\quad \left. - \frac{2\sqrt{2}\sigma_1}{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}} \frac{B}{A} e^{-\frac{\omega^2}{4(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)}} \frac{\sigma_1^2 \sigma_2^2 (\Delta x_1)^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \cos\left(\frac{\omega\sigma_2^2 \Delta x_1}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}\right) \right] \\
 &= 4\pi^2 \frac{I_0}{\sqrt{2}\sigma_1} A^2 G(\omega) \tag{28}
 \end{aligned}$$

이고,

$$\begin{aligned}
 F(0) = \{F(\omega)\}_{\omega=0} &= 4\pi^2 \frac{I_0}{\sqrt{2}\sigma_1} A^2 \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \left(\frac{B}{A}\right)^2 (1 + e^{-2\sigma_2^2(\Delta x_1)^2}) \right. \\
 &\quad \left. - \frac{2\sqrt{2}\sigma_1}{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}} \frac{B}{A} e^{-\frac{\sigma_1^2 \sigma_2^2 (\Delta x_1)^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}} \right] \\
 &= 4\pi^2 \frac{I_0}{\sqrt{2}\sigma_1} A^2 G(0) \tag{29}
 \end{aligned}$$

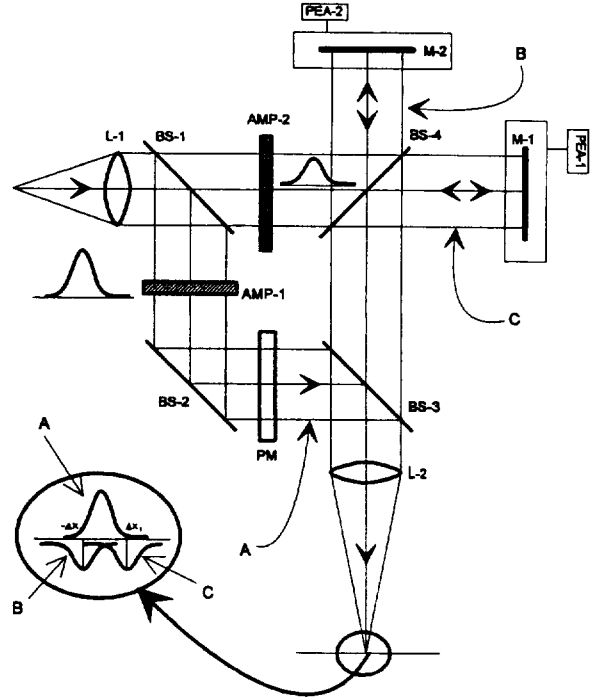
이다. 따라서 OTF $\psi(\omega)$ 는

$$\begin{aligned}
 \Psi(\omega) = \frac{F(\omega)}{F(0)} = \frac{1}{G(0)} \left[e^{-\frac{\omega^2}{8\sigma_1^2}} + \frac{1}{2} \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \left(\frac{B}{A}\right)^2 e^{-\frac{\omega^2}{8\sigma_2^2}} \right. \\
 \left. (\cos(\omega\Delta x_1) + e^{-2\sigma_2^2(\Delta x_1)^2}) \right. \\
 \left. - \frac{2\sqrt{2}\sigma_1}{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}} \frac{B}{A} e^{-\frac{\omega^2}{4(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)}} \frac{\sigma_1^2 \sigma_2^2 (\Delta x_1)^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \cos\left(\frac{\omega\sigma_2^2 \Delta x_1}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}\right) \right] \tag{30}
 \end{aligned}$$

이다. $\psi(\omega)$ 가 수치 계산된 결과가 그림 3이다.

VII. 초분해능 간섭계형 결상계

Gauss 동의 함수를 중첩하기 위한 간섭계형 결상계는 동합



AMP-1,2 : Amplitude modulation plate, PM : Phase modulator, BS-1,2,3,4 : Beam splitter, M-1,2 : Mirror, L-1,2 : Lens, PEA -1,2 : Piezo-electric actuator

그림 4. Gauss 동의 중첩으로 이루어지는 간섭계형 결상계.

수 $A_1(\omega)$, $A_2(\omega)$, $A_{2s}(\omega)$ 를 결상렌즈의 입사동에서 중첩시켜야 한다. 따라서 그림 4에서 보는 바와 같이 왼쪽부분이 Twyman-Green 간섭계의 성질을 갖고 있으므로, 이 결상계는 간섭계형의 광학계이다. 이 광학계의 특징은 초분해능^[8]을 이루고 있으므로, $A_1(\omega)$ 와 $A_2(\omega)$ 또는 $A_{2s}(\omega)$ 사이의 경각(Tilt Angle)이 매우 작으므로 반사경 M-1, M-2의 조정은 Piezo-Electric Actuator(PEA)를 사용한다. 초분해능 광학계는 정밀도에 있어서 보통 광학계와는 크게 다르다는 것을 유념해야 한다.

회절파는 중심에 $x=0$ 으로 진행하는 파동, $e^{-\frac{\omega^2}{8\sigma_1^2}}$ 이 있고, 이 파동의 양쪽에 $x=-\Delta x_1$ 과 $x=+\Delta x_1$ 으로 수렴하는 파동, 두개의 $\frac{1}{2} e^{-\frac{\omega^2}{8\sigma_2^2}}$ 의 파동이 있다. 이들 파동이 만들어지는 과정이 그림 4에 나타나 있다. 이들 세계의 파동을 정확하게 형성하는데에는 간섭무늬를 관찰하면서 광학계를 정렬(Alignment)해야 한다.

$A_1(\omega)$, $A_2(\omega)$ 또는 $A_{2s}(\omega)$ 사이에 $\frac{\lambda}{2}$ 의 위상차를 이루어야 하므로 이를 위해서 그림에서와 같이 위상변조기(Phase Modulator, PM)가 사용되어야 하고, 이 평행판을 미소각 회전시켜서 $\frac{\lambda}{2}$ 의 위상차를 이루게 한다. 또한 결상렌즈 L-2의 NA로 0.5($F/No=1$)를 사용한다.

세계의 Gauss 함수의 광파동을 형성하는데 진폭변조판

AMP-1과 AMP-2를 사용한다. 이들은 근래 광학용 물질로서 중요시 되고 있는 Polysiloxane Glass Resin을 사용하거나 코팅으로 만들 수 있다.

VIII. 결 론

본 논문에서 연구된 간섭계형 결상계의 분해능한계 Δx 는 Rayleigh 등의 회절광 분포의 반치폭 $\approx \frac{1}{2} \epsilon_R$ (ϵ_R 은 Rayleigh 한계분해능)보다 작다. 이러한 분해능을 갖는 광학계를 Gauss 등의 중첩으로 실현할 수 있다는 것을 증명하였다. 즉, Gauss 함수 $g_1(x) = e^{-\sigma_1^2 x^2}$, $g_2(x + \Delta x_1) = e^{-\sigma_2^2(x + \Delta x_1)^2}$ 및 $g_2(x - \Delta x_1) = e^{-\sigma_2^2(x - \Delta x_1)^2}$ 를 중첩시키며, 이때 $g_2(x + \Delta x_1)$ 와 $g_2(x - \Delta x_1)$ 의 위상 ψ 를 $g_1(x)$ 에 대하여 π 만큼 주어서 최초 진폭임펄스 $S_0(x)$ 를 더욱 예리하게 만들어 Inverse Fourier Transform으로 동함수 $A(\omega)$ 를 얻는 역변환 문제의 접근방식으로 이루어졌다. 이 광파가 유한구경 ($-\omega_0 \sim \omega_0$)에서 회절되어 실제로 형성되는 진폭임펄스 $S(x)$ 를 구하여, 반치폭의 반이 $\frac{1}{2} \epsilon_R$ 보다 작음을 수치계산으로 보였으며, 광학계의 성능은 OTF를 수치계산하여 구함으로써 그 성능을 평가하였다. Gauss 동함수 세개를 적절하게 중첩시키므로써 고주파영역에서 OTF 값이 크게 좋아진다는 사실을 확인하였다. 광학계는

Twyman-Green 간섭계를 포함하는 간섭결상계가 되고, Gauss 진폭변조판은 Polysiloxane Glass Resin을 사용하여 만들 수 있음을 제안하였다.

본 연구에서의 광학계는 수차가 없는 선형 광학계^[9,10]임을 전제로 하였다. 잔류수차(Residual Aberration)가 있는 광학계에서의 Gauss 등의 진폭임펄스 유도는 매우 중요하며 앞으로 연구될 예정이다. 본 논문은 Gauss 등에 대한 연구의 출발이기 때문에 잔류수차를 무시하여 모든 취급을 하였다.

참 고 문 헌

- [1] 송영란, 이민희, 이상수, 한국광학회지, 7(2), 89(1996).
- [2] Malacara, *Optical Shop Testing*, 2nd ed., John Wiley & Sons, Inc., New York, 1992.
- [3] OPN, Vol 6, No. 2, 41(Feb. 1995).
- [4] Brydson, *Plastics Materials*, 5th ed., London, 1990.
- [5] 이상수, 파동광학, 교학연구사, 서울, 1983.
- [6] 정창섭, 심상현, 새물리, 28(2), 233(1988).
- [7] Chang S. Chung and Harold H. Hopkins, *Appl. Opt.*, 28(6), 1244(1989).
- [8] 박성중, 최기준의 4인, 한국광학회지, 6(2), 101(1995).
- [9] H. D. Gaskill, *Linear Systems, Fourier Transforms, and Optics*, Arizona, 1978.
- [10] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, McGRAW-Hill, New York, 1968.

Amplitude Impulse and Superresolution of Interferometric Imaging System Obtained by Superposing Three Gauss Pupils

Young Ran Song and Min Hee Lee

Department of Physics, College of Science, Inha University, Incheon 402-751, Korea

Sang Soo Lee

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

(Received: October 22, 1996)

The amplitude impulse $S(x)$ of an interferometric optical imaging system for $\lambda=193 \text{ nm}$ (ArF laser) and $\text{NA}=0.5$ is derived for the pupil with superposed three Gauss pupils $A_1(\omega)$, $A_2(\omega)$ and $A_3(\omega)$. It is shown that FWHM of $S(x)$ can be far less than the Rayleigh's criterion of resolution $\frac{1}{2} \epsilon_R$, where ϵ_R is equal to $\lambda=193 \text{ nm}$ in the present case of $\text{NA}=0.5$. The three Gauss pupils are provided in an optical system which consists of a Twyman-Green interferometer and an imaging system. The system is proposed and relevant optical components are discussed. Siloxane polymer is suggested for fabrications of amplitude modulation plates. In the present work, we assumed the system is free from aberration and linear. The case that the system has residual aberrations is important, and further work is necessary.