

## Non-Paraxial Diffraction Effect of High NA Objectives

Jong Ung Lee<sup>†</sup>

Department of Laser and Optical Information Engineering, Cheongju University, 298 Daeseong-ro, Sangdang-gu, Cheongju 360-764, Korea

(Received January 13, 2014; Accepted January 28, 2014)

By using finite ray-tracing and curve fitting, a numerical method to determine the non-paraxial pupil function of a high-NA objective is presented. MTF degradations caused by the non-paraxial diffraction effect are analyzed for on-axial imaging of a far-infrared objective and aberration-free ellipsoidal mirror system. The ellipsoidal mirror system has the same paraxial specifications as the far-infrared objective.

Keywords: Non-paraxial diffraction, Pupil function, Modulation transfer function

OCIS codes: (050.1960) Diffraction theory; (110.2990) Image formation theory; (110.4100) Modulation transfer function

## 높은 개구수를 가지는 대물렌즈의 비근축 회절효과

이종웅<sup>†</sup>

청주대학교 레이저광정보공학과  
☎ 360-764 충북 청주시 상당구 대성로 298

(2014년 1월 13일 받음, 2014년 1월 28일 게재 확정)

유한광선추적과 곡선적합을 통하여 높은 개구수를 가지는 대물광학계의 비근축 동함수를 계산하는 방법에 대하여 연구하고, 원적외선용 대물렌즈와 무수차 타원경의 축상 상점의 결상에서 비근축 회절효과에 의한 MTF 저하를 분석하였다. 타원경은 원적외선용 대물렌즈와 동일한 근축 사양을 가지도록 구성되었다.

Keywords: 비근축 회절, 동함수, 변조전달함수

OCIS codes: (050.1960) Diffraction theory; (110.2990) Image formation theory; (110.4100) Modulation transfer function

### I. 서 론

광학계의 이론적 해상력은 광학수차와 회절에 의하여 제한된다. 이 때문에 광학계의 설계에서 광학수차와 회절효과를 고려한 MTF의 분석은 매우 중요한 업무 중의 하나이다. 현대의 첨단산업은 초정밀 가공과 초정밀 검사기술을 기반으로 하고 있고, 이를 뒷받침하기 위하여 높은 개구수(numerical aperture, NA)를 가지는 고해상 대물렌즈계가 각종 검사장비에 널리 사용되고 있다. 사진광학계와 같이 개구수가 작은 전통적인 결상광학계에서는 출사동에서 균일한 진폭분포를 가진 구면파가 상면으로 회절하는 것으로 가정하는 근축 회절이론(paraxial diffraction theory)<sup>[1]</sup>으로도 회절이 광학계의 해상력에 주는 영향을 충분히 평가할 수 있고, 통상적인 광학설계에서는 근축 회절이론에서 주어지는 회절한계(diffraction

limit)를 광학계의 사양결정에 참고하고 있다. 하지만 NA가 큰 광학계의 결상에서는 회절파의 불균일 진폭분포와 편광 변화를 고려해 주어야 한다. 비근축 회절이론(non-paraxial diffraction theory)<sup>[2, 3]</sup>에서는 flux 보존법칙<sup>[4]</sup>에 기초하여 회절파의 불균일 진폭분포를 해석하고 있고, 회절에 따른 편광의 변화는 벡터 회절이론(vectorial diffraction theory)<sup>[5, 6]</sup>에서 다루고 있다.

광학계는 다수의 광학면으로 구성되어 있고, 물체에서 출사한 광파는 각각의 광학면을 지나면서 반복적으로 굴절과 회절이 나타나기 때문에 이를 면 단위로 분석하는 것은 불가능하다. 이 때문에 회절결상이론에서는 광학계에서의 회절과 결상을 입사동으로 입사한 광파는 출사동에서 출사하고, 출사동에서 회절된 광파가 상면에서 중첩되어 상면의 광파 분포를 형성하는 것으로 단순화시켜 해석하고 있다. 참고문헌

<sup>†</sup>E-mail: [julee@cju.ac.kr](mailto:julee@cju.ac.kr)

Color versions of one or more of the figures in this paper are available online.

[2, 3]의 비근축 회절이론과 참고문헌 [6, 7]은 반도체 노광과 같이 특정한 방향성을 가진 물체(object mask)를 축소 결상하는 경우에 상면의 강도분포(aerial image)를 계산하는 것에 목적이 있다. 이 연구는 비근축 회절이 광학계의 해상력에 주는 영향을 평가하는 것에 목적이 있으며, 동함수(pupil function)와 MTF(modulation transfer function)를 기준으로 비근축 회절효과를 살펴보고있다. 또한 광학계의 MTF 평가에서는 무편광의 조명을 사용하는 것이 일반적이므로 벡터 회절은 이 연구에서 고려하지 않았다.

광학계에서의 비근축 회절을 주요면의 만곡으로 해석한 연구는 2012년에 발표된 바 있으며<sup>[7]</sup>, 광학계의 주요면이 분명하게 정의되는 무수차 원추곡면경의 축상 상점을 대상으로 비근축 동함수와 이에 따른 MTF의 변화를 분석하였다. 하지만 대부분의 고해상 광학계는 여러 개의 렌즈로 구성되어 있기 때문에 주요면의 위치(제1주요점, 제2주요점)는 정의할 수 있으나, 주요면의 만곡은 정의하기 어렵다. 이 연구에서는 축상 물체점에서 출사하는 유한광선을 추적하여 비근축 동함수를 수치적으로 계산하는 방법을 연구하고, 물체측 NA가 0.075, 황배율이 0.1X 인 원적외선 대물렌즈(far infra-red objective, FIRO)와 이와 동일한 사양을 가진 타원경(ellipsoidal mirror, EM)의 비근축 회절효과를 분석하고 비교하였다. 이번 분석에 사용된 FIRO는 직경 20 mm의 물체를 2 mm의 상으로 축소하여 결상하는 광학계이며, 비근축 회절효과가 거의 나타나지 않았다. 하지만 EM에서는 상당한 수준의 비근축 회절효과가 나타났다. 이것은 FIRO가 전체시야에서 수차가 잘 보정되어 sine 조건<sup>[8]</sup>을 만족시키고 있는 반면에 EM은 축소수차는 0이지만 비축수차가 보정되어 있지 않았기 때문으로 이해된다.

## II. Flux 보존법칙과 비근축 동함수

광축에 대한 회절대칭이 있는 무수차 원형개구 광학계에서 그림 1과 같이 굴절률이  $n$ 인 물체공간의 점  $O$ 와 굴절률이  $n'$ 인 상공간의 점  $O'$ 이 결상관계에 있다고 하자. 물체측에서 광축과 수직인 미소면적  $dS$ 에서  $d\Omega$ 로 출사한 복사속(radiant flux)이 상면의 미소면적  $dS'$ 으로 집속된다고 하면, flux 보존법칙은 다음과 같이 표현된다<sup>[4]</sup>.

$$L(\theta) n^2 dS \cos \theta d\Omega = L'(\theta') n'^2 dS' \cos \theta' d\Omega' \quad (1)$$

위의 식에서  $L, L'$ 은 각각 물체공간, 상공간의 복사휘도

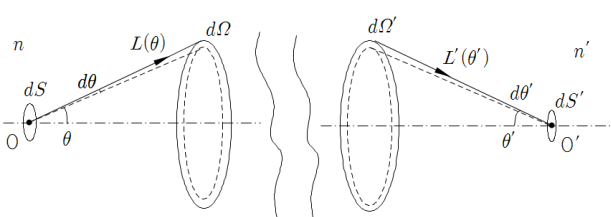


FIG. 1. Propagation of radiant flux in optical imaging.

(irradiance)이다. 그리고  $d\Omega$ 는 물체측에서 폭이  $d\theta$ 인 ring의 입체각이며,  $d\Omega'$ 은 상측에서  $d\theta'$ 에 대응하는 입체각이다.

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta \quad (2)$$

$$d\Omega' = 2\pi \sin \theta' d\theta' \quad (3)$$

무수차 광학계에서 물체점  $O$ 점에서 출사하는 구면파와 상점  $O'$ 으로 수렴하는 구면파를 각각  $U(r), U'(r')$ 라 하면

$$U(r) = A(\theta) \frac{e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}}{r} \quad (4)$$

$$U'(r') = A'(\theta') \frac{e^{i\vec{k}' \cdot \vec{r}'}}{r'} \quad (5)$$

복사휘도  $L, L'$ 은 진폭의 각도분포의 제곱  $|A(\theta)|^2, |A'(\theta')|^2$ 에 대응하는 물리량이며, 식(5)의 출사파가 출사동을 지날 때의 진폭분포  $A_p'(\theta')$ 는 이 광학계의 동함수(pupil function)가 된다.

다음에는 그림 2에서 축상 물체점  $O$ 에서 출사한 광파가 축상 상점  $O'$ 에 결상하는 경우를 살펴보자. 이 그림에서  $\Sigma$ 는 물체점에서 출사하여 구면파가 제1주요점  $H$ 를 지날 때의 파면이며,  $\Sigma'$ 은 상측에서  $O'$ 으로 수렴하는 파면이 제2주요점  $H'$ 을 지날 때의 파면이다. 구면파는 매우 작은 평면파의 집합으로 볼 수 있고, 그림 2에서 유한광선  $[OP \dots P'O']$ 은 매우 작은 평면파 하나를 나타낸다. 그리고 광선  $[OA \dots A'O']$ 는 가상의 근축광선을 나타내고 있으며  $u, u'$ 은 이 근축광선의 근축각이다. 작은 평면파  $[OP \dots P'O']$ 는 물체면과 상면에서  $A, A'$ 의 주기적인 진폭분포를 만들며, 결상 광선의 파장을  $\lambda_o$ 라 하면 물체면에서 진폭분포의 공간주파수  $g$ 와 상면에서의 공간주파수  $g'$ 은 다음과 같이 주어진다.

$$g = \frac{1}{\Lambda} = \frac{n \sin \theta}{\lambda_o} \quad (6)$$

$$g' = \frac{1}{\Lambda'} = \frac{n' \sin \theta'}{\lambda_o} \quad (7)$$

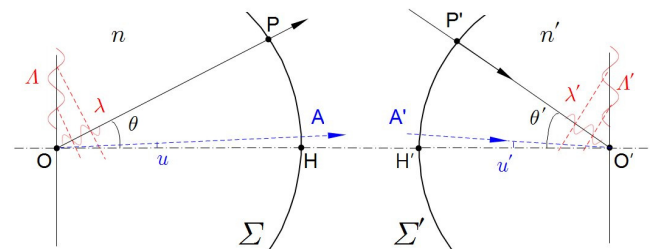


FIG. 2. A finite ray and amplitude distribution on the object plane and the image plane.

그림 2의 광학계가 횡배율  $m_T$ 의 이상적인 광학계라면

$$m_T = \frac{A'}{A} = \frac{n \sin \theta}{n' \sin \theta'} = \frac{g}{g'} \quad (8)$$

의 관계가 성립하여야 한다. 근축광학에서 횡배율은

$$m_T = \frac{nu}{n'u'} = \left(\frac{l'}{n'}\right)\left(\frac{n}{l}\right) \quad (9)$$

로 정의되며, 식 (9)에서  $l$ 과  $l'$ 은 광학계의 물체거리와 상거리이다. 식 (8)에서 상측 개구수  $n' \sin \theta'$ 가 물체측 개구수  $n \sin \theta$ 에 선형 비례한다면 이 광학계는 sine 조건<sup>[8]</sup>을 만족하고,  $\rho = \rho'$ 이므로 입사파면  $\Sigma$ 는 물체측 주요면이 되고 출사파면  $\Sigma'$ 이 상측의 주요면이 된다.

$$\frac{u'}{u} = \frac{\sin \theta'}{\sin \theta} \quad (10)$$

$$\rho = l \sin \theta = l' \sin \theta' = \rho' \quad (11)$$

이 경우에는 물체측 주요면은 물체점  $O$ 를 중심으로 하는 구면을 이루고, 상측 주요면은 상점  $O'$ 을 중심으로 하는 구면이 되므로, 참고문헌 [7]에서 논의된 것처럼 균일한 진폭 분포의 파면이 입사하면 균일한 진폭분포의 파면이 출사하여 비근축 회절효과는 나타나지 않는다.

실제의 광학계에서는 수차가 완전하게 보정되어 제2주요점에서 상으로 수렴하는 파면  $\Sigma'$ 은 구면을 이루고 있다고 하여도 개구수와 공간주파수가 식 (8)처럼 선형으로 비례하지는 않는다. 여러 개의 렌즈로 이루어진 결상광학계에서 물체측과 상측의 주요면 만곡은 엄밀하게 정의하기 어렵다. 그렇지만 축상 물체점에서 출사하는 유한광선(finite ray)을 추적하면, 주어진 물체측 개구수에 대응하는 상측 개구수를 정밀하게 계산할 수 있고, 이를 함수로 적합(curve fitting)하면 비근축 동함수를 추출할 수 있다.

그림 2를 광학계의 자오면(tangential plane)으로 정의하고, 축상 물체점에서 출사한 유한광선  $[OP \dots P'O']$ 에서 물체측의 광학적 방향여현을  $(0, M, N)$ , 상측의 광학적 방향여현을  $(0, M', N')$ 라 하면

$$\begin{aligned} M &= n \sin \theta, & dM &= n \cos \theta d\theta \\ M' &= n' \sin \theta', & dM' &= n' \cos \theta' d\theta' \end{aligned} \quad (12)$$

이므로, 식 (1)의 flux 보존법칙은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$L(M) M dM dS = L'(M') M' dM' dS' \quad (13)$$

그리고 식 (8)을 만족시키는 이상적인 광학계에서 유한광선의 상측 광학적 방향여현을  $(0, M^*, N^*)$ 라 하면

$$M^* = n' \sin \theta^* = \frac{M}{m_T} \quad (14)$$

$$dM^* = n' \cos \theta^* d\theta^* = \frac{dM}{m_T}$$

이며,  $dS = dS'/m_T^2$ 이므로 이상적인 광학계의 상측 복사휘도  $L^*(M^*)$ 와 실제 광학계의 상측 복사휘도  $L'(M')$ 의 관계는 다음과 같이 주어진다.

$$L^*(M^*) M^* dM^* = L'(M') M' dM' \quad (15)$$

비근축 회절에서 이상적인 유한광선의 광학적 방향여현  $M^*$ 과 실제 광선의 광학적 방향여현  $M'$ 이 다음과 같은 함수관계가 있다고 하자.

$$M' = a_1 M^* + a_3 M^{*3} + a_5 M^{*5} + \dots \quad (16)$$

식 (16)의 계수  $(a_1, a_3, a_5, \dots)$ 는 실제 광학계에서 다수의 유한광선을 추적하여  $M'$ 을 계산하고, 이를 곡선으로 적합하여 얻을 수 있으며, 상측의 복사휘도  $L'$ 는

$$L(M') = \frac{L^*(M^*)}{(a_1 + a_3 M^{*2} + a_5 M^{*4} + \dots)(a_1 + 3a_3 M^{*2} + 5a_5 M^{*4} + \dots)} \quad (17)$$

로 주어진다. 물체측에서 입사하는 광파가 균일한 복사휘도  $L_o$ 를 가지고 있다고 하면,  $L^* = L_o$ 이며, 비근축 동함수  $A_{P'}(M')$ 는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} A_{P'}(M') &= \frac{\sqrt{L(M')}}{\sqrt{L_o}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{(a_1 + a_3 M^{*2} + a_5 M^{*4} + \dots)(a_1 + 3a_3 M^{*2} + 5a_5 M^{*4} + \dots)}} \end{aligned} \quad (18)$$

근축영역에서는  $M^* = M'$ 이므로 식 (16)의  $a_1$ 은 1이 되어야 한다. 하지만 식 (12)를 그대로 사용하여 곡선적합을 하면 다항식 진동이 발생하여  $a_1$ 은 1이 되지 않는다. 이 문제점을 회피하기 위하여 이 연구에서는 식 (16)를 다음과 같이 변형하여 적합하였다.

$$\frac{M'}{M^*} - 1 = a_3 M^{*2} + a_5 M^{*4} + \dots \quad (19)$$

식 (19)는  $M'$ 의 비선형성을 나타내고 있으며, 이 연구에서는 이를 비선형도  $\gamma$ 로 정의하였다.

$$\gamma(\%) = 100 \times (a_3 M^{*2} + a_5 M^{*4} + \dots) \quad (20)$$

### III. 대물렌즈계의 비근축 동함수와 MTF 분석

이 연구에서는 물체측 개구수(NAO)가 0.075, 횡배율( $m_T$ )이 -0.1 이고 축상 수차가 매우 잘 보정된 2종의 대물광학계를

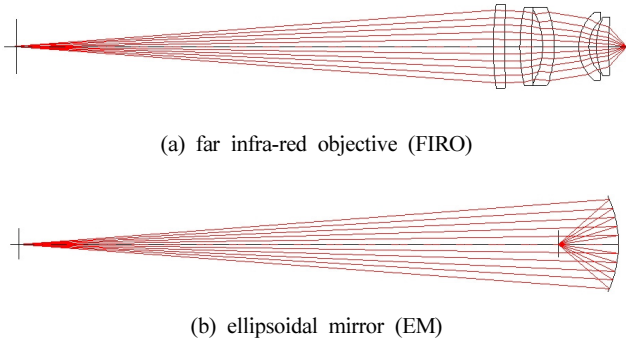


FIG. 3. Optical layout of two high NA objectives.

TABLE 1. Optical characteristics of the far infra-red objective (FIRO) and the ellipsoidal mirror (EM)

(a) Paraxial specifications

- effective focal length: 22 mm (FIRO), -22 mm (EM)
- objectside numerical aperture (NAO): 0.075
- lateral magnification ( $m_T$ ): -0.1X
- image circle diameter: 2 mm
- working wavelength ( $\lambda_o$ ): 10  $\mu m$

(b) Wavefront aberrations (rms value, units in  $\lambda_o$ )

relative field	FIRO	EM
0.00	0.018	0.000
0.25	0.017	0.294
0.50	0.013	0.577
0.75	0.011	0.834
1.00	0.019	1.129

를 사용하여 축상 물체점의 결상에서 비근축 회절효과와 비근축 회절에 의한 MTF의 변화를 살펴보았다. 그림 3에는 두 대물광학계의 형태가 나타나 있다. 두 광학계의 유효초점거리, 물체측 개구수, 횡배율은 동일하며 축상수차도 잘 보정되어 있고, 표 1에는 근축사양과 rms 파면수차가 정리되어 있다. 그림 3(a)의 광학계는 상직경 2 mm 까지 파면수차가 매우 잘 보정된 원적외선용 대물렌즈 FIRO이다. 그림 3(b)의 광학계는 FIRO와 동일한 근축사양을 가지는 타원경 EM이며, 이 반사경은 무수차점을 이용하고 있으므로 축상 수차는 0이지만, 비축수차는 전혀 보정되지 않았다.

먼저 두 광학계의 유한광선추적을 통하여 얻어진 비근축 효과를 살펴보도록 하자. 표 2에는 FIRO와 EM에서 유한광선을 추적하여 얻은 물체측 개구수(NAO, 실제 광선의  $M$ )에 대한 상측 개구수(NA, 실제 광선의  $M'$ )와 비선형도  $\gamma$ 가 나타나 있다. FIRO에서는 비선형도가 0.16% 이하이며, 이것

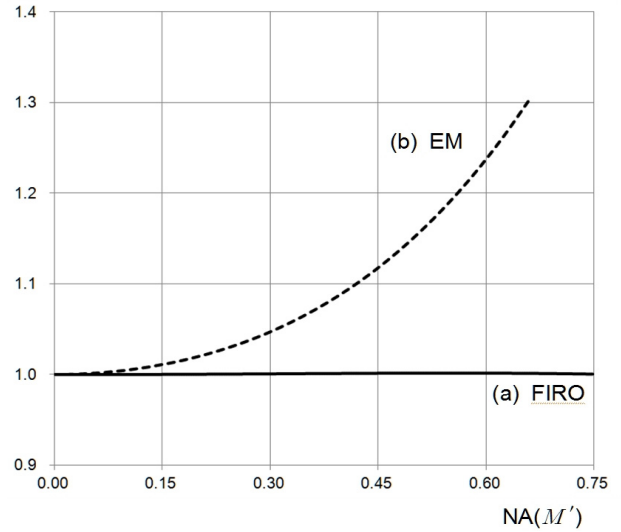


FIG. 4. Non-paraxial pupil functions of the objectives.

TABLE 2. Real NA and non-linearity of axial rays evaluated by finite ray tracing

NAO, $M$	NA(ideal), $M^*$	NA(real), $M'$		non-linearity, $\gamma$	
		FIRO	EM	FIRO	EM
0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.00%	0.00%
0.0075	0.0750	0.0750	0.0749	0.00%	-0.14%
0.0150	0.1500	0.1500	0.1492	-0.02%	-0.55%
0.0225	0.2250	0.2249	0.2222	-0.03%	-1.24%
0.0300	0.3000	0.2998	0.2935	-0.06%	-2.18%
0.0375	0.3750	0.3747	0.3624	-0.08%	-3.36%
0.0450	0.4500	0.4496	0.4285	-0.09%	-4.77%
0.0525	0.5250	0.5245	0.4915	-0.10%	-6.39%
0.0600	0.6000	0.5995	0.5509	-0.09%	-8.19%
0.0675	0.6750	0.6745	0.6065	-0.08%	-10.14%
0.0750	0.7500	0.7488	0.6582	-0.16%	-12.24%

**TABLE 3.** Non-paraxial effects of two high NA objectives

(a) Non-linearity of the optical direction cosine  $M'$

	FIRO	EM
$a_1$	1.00000	1.00000
$a_3$	-0.00490	-0.24600
$a_5$	0.00530	0.05098

(b) Non-paraxial pupil function of the objectives

NA(ideal), $M^*$	NA(real), $M'$		non-paraxial pupil function	
	FIRO	EM	FIRO	EM
0.000	0.000	0.000	1.0000	1.0000
0.037	0.037	0.033	1.0000	1.0005
0.075	0.075	0.066	1.0001	1.0021
0.112	0.112	0.099	1.0001	1.0047
0.150	0.150	0.132	1.0002	1.0084
0.187	0.187	0.165	1.0003	1.0133
0.225	0.225	0.197	1.0005	1.0194
0.262	0.262	0.230	1.0006	1.0268
0.300	0.300	0.263	1.0008	1.0355
0.337	0.337	0.296	1.0009	1.0458
0.375	0.374	0.329	1.0011	1.0578
0.412	0.412	0.362	1.0012	1.0715
0.450	0.449	0.395	1.0013	1.0871
0.487	0.487	0.428	1.0014	1.1047
0.525	0.524	0.461	1.0015	1.1246
0.562	0.562	0.494	1.0015	1.1469
0.600	0.599	0.527	1.0015	1.1718
0.637	0.636	0.559	1.0014	1.1995
0.675	0.674	0.592	1.0012	1.2302
0.712	0.711	0.625	1.0009	1.2641
0.750	0.749	0.658	1.0005	1.3014

은 이 광학계가 식 (10)의 sine 조건을 만족시키고 있다는 것을 의미한다. Sine 조건은 근축영역에서 코마수차가 보정되는 조건이므로 넓은 시야에 대하여 파면수차를 보정하는 과정에서 자연스럽게 sine 조건이 만족된 것으로 이해된다. 하지만 축상 수차만 보정된 EM에서는 비근축 효과에 의하여 상측 개구수가 작아지는 것으로 나타나고 있으며, 주변광선의 비선형도는 -12.2%로 상당히 크다.

표 3에는  $M'$ 에 대한 곡선접합으로 얻어진 식(16)의 계수 ( $a_1, a_3, a_5$ )과 이를 이용하여 계산된 비근축 동함수가 나타나 있다. 곡선 적합에서는 21개의 유한광선을 추적하고 최소자승법을 사용하여 식 (19)의  $a_3, a_5$ 를 추출하였다. FIRO의 경우에는  $a_3, a_5$ 가 매우 작은 값을 가지지만, EM의 경우에는 상당히 크다. 표 3(b)는 식 (18)을 사용하여 계산된 비근축 동함수이며, FIRO의 경우는 거의 균일하지만, EM의 경우는 NA가 커질수록 증가하여 주변 광선의 진폭은 축상의 경우와 비교하여 130% 까지 커지고 있다. 그림 4는 표 3(b)의 비근축 동함수를 그림으로 보여주고 있다.

표 4는 비근축 동함수를 사용하여 계산된 두 대물광학계의 MTF와 비근축 회절효과에 의한 MTF의 감소량을 보여주고 있다. 축상에서 FIRO의 rms 파면수차는  $0.018\lambda$ 로 매우 작으므로 표 3의 MTF 계산에서는 파면수차가 없는 것으로 가정하였으며, MTF의 저하는 비근축 회절에 의한 것이다. FIRO의 경우에는 이상적인 광학계(A)의 경우와 비교하여 MTF의 저하가 가장 심한 경우는 공간주파수 50 cycles/mm에서 -0.008 이며, 이상적인 경우보다 1.4% 저하되었다. 실무적인 관점에서 본다면 MTF 자체의 측정오차가  $\pm 0.02$  정도는 발생할 수 있으므로 FIRO에서 비근축 회절에 의한 MTF 저하는 문제가 되지 않는 수준이다. 하지만 무수차점을 사용하여 파면수차가 0인 EM의 경우에는 비근축 효과에 의한 MTF의 저하가 상당히 크다. EM에서 공간주파수 120 cycles/mm 이상의 고주파수 대역에서는 NA의 감소가 직접적인 원인으로 본대(이상적인 경우는 0.75, EM의 경우는 0.66). 하지만

**TABLE 4.** MTF degradation caused by non-paraxial diffraction effect

spatial frequency (cycles/mm)	MTF			degradation of MTF			
	Ideal (A)	FIRO (B)	EM (C)	FIRO (B-A)	EM (C-A)	FIRO (B-A)/A	EM (C-A)/A
0.0	1.000	1.000	1.000	0.000	0.000	0.0%	0.0%
10.0	0.915	0.912	0.885	-0.003	-0.030	-0.3%	-3.3%
20.0	0.831	0.826	0.779	-0.005	-0.052	-0.6%	-6.3%
30.0	0.748	0.741	0.682	-0.007	-0.066	-0.9%	-8.8%
40.0	0.665	0.658	0.592	-0.007	-0.073	-1.1%	-11.0%
50.0	0.585	0.577	0.509	-0.008	-0.076	-1.4%	-13.0%
60.0	0.506	0.499	0.430	-0.007	-0.076	-1.4%	-15.0%
70.0	0.430	0.424	0.355	-0.006	-0.075	-1.4%	-17.4%
80.0	0.356	0.351	0.283	-0.005	-0.073	-1.4%	-20.5%
90.0	0.286	0.282	0.215	-0.004	-0.071	-1.4%	-24.8%
100.0	0.221	0.217	0.150	-0.004	-0.071	-1.8%	-32.1%
110.0	0.160	0.157	0.090	-0.003	-0.070	-1.9%	-43.8%
120.0	0.106	0.102	0.038	-0.004	-0.068	-3.8%	-64.2%
130.0	0.059	0.056	0.002	-0.003	-0.057	-5.1%	-96.6%
140.0	0.022	0.020		-0.002		-9.1%	

MTF가 0.5 정도의 값을 가지는 50 cycles/mm의 중간주파수 대역에서 비근축 회절에 의한 MTF 저하는 -0.08 이고, 비율로는 13%에 달하므로 상당히 의미 있는 수준으로 생각된다.

#### IV. 결 론

이 연구에서는 축상 물체점에서 출사하는 유한광선을 추적하여 비근축 동함수를 계산하는 방법을 연구하고, 파면수차가 잘 보정된 원적외선용 대물렌즈와 무수차점을 이용하여 축상 수차가 없는 타원경에서 비근축 회절효과와 이에 따른 MTF의 변화를 분석하고 비교하여 보았다.

분석의 예로서 사용된 원적외선 대물렌즈는 유한한 크기의 시야 전체에서 파면수차가 잘 보정된 광학계이며, 축상 물체점의 결상에서 비근축 회절효과와 MTF의 저하는 거의 나타나지 않았다. 반면에 타원경의 경우에는 파면수차가 0임에도 비근축 회절효과에 의하여 상당한 수준의 MTF 저하가 발생함을 볼 수 있었다.

이것은 NA가 큰 광학계의 경우에도 넓은 시야를 가지도록 설계한 광학계에서는 설계자가 직접적으로 의도하지 않더라도 수차의 보정과정에서 sine 조건을 만족하게 되어 MTF에서 비근축 회절의 영향은 거의 나타나지 않은 것으로 이해된다. 하지만 비축수차를 전혀 고려하지 않고 축상수차만 보정한 경우에는 비근축 회절효과에 의한 MTF 저하가 상당히 크게 나타날 수 있다는 것을 타원경의 경우가 잘 보여주고 있다. 따라서 매우 좁은 시야를 가진 광학계를 설계하는 경우에는 파면수차의 보정 뿐만 아니라 sine 조건의 만족여부도 확인되어야 함을 알 수 있다.

#### 감사의 글

이 논문은 2012학년도에 청주대학교 산업과학연구소가 지원한 특별연구조성비(특별연구과제)에 의해 연구되었습니다.

#### References

1. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 7th ed. (Cambridge University Press, Cambridge, 2003), pp. 160-166.
2. D. C. Cole, E. Barouch, U. Hollerbach, and S. A. Orszag, "Deviation and simulation of higher numerical aperture scalar aerial images," *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, 4110-4119 (1992).
3. J. E. Harvey, C. L. Vernold, A. Krywonos, and P. L. Thompson, "Diffracted radiance: A fundamental quantity in nonparaxial scalar diffraction theory," *Appl. Opt.* **38**, 6469-6481 (1999).
4. H. Gross, *Handbook of Optical Systems, vol I* (Wiley-VCH Verlag GmbH & Co., Weinheim, 2005), pp. 235-236.
5. C. J. R. Sheppard and H. J. Matthews, "Imaging in high-aperture optical systems," *J. Opt. Soc. Am. A* **4**, 1354-1360 (1987).
6. M. Mansuripur, "Certain computational aspects of vector diffraction problems," *J. Opt. Soc. Am. A* **6**, 786-805 (1989).
7. J. U. Lee, "A study for non-paraxial diffraction caused by curved principal planes," *Korean J. Opt. Photon. (Hankook Kwanghak Hoeji)* **23**, 1-5 (2012).
8. R. Kingslake and R. B. Johnson, *Lens Design Fundamentals*, 2nd ed. (Academic Press, Burlington, 2010), pp. 255-258.