

深紫外光刻投影物镜的三维偏振像差

贺文俊¹, 贾文涛¹, 冯文田², 郑 阳¹, 刘智颖¹, 付跃刚¹

(1. 长春理工大学 光电工程学院, 吉林 长春 130022;
2. 中国人民解放军 32142 部队 72 分队, 河北 保定 071000)

摘 要: 深紫外光刻投影物镜是光刻机的核心部件, 然而无论是照明光场偏振态的空间分布, 还是光刻投影物镜自身的偏振像差都将改变光束的紧聚焦特性, 对成像质量造成不可忽略的影响。基于三维琼斯矩阵, 把偏振像差函数推广到三维空间, 建立了三维相干光场中偏振像差的评价方法, 并分析了典型的偏振敏感光学系统——深紫外光刻投影物镜的三维偏振像差, 详细阐述了其物理意义。研究发现: 三维偏振像差函数的光瞳分布与视场、光学薄膜以及光学系统的自身结构密切相关。深入讨论了光学薄膜及偏振效应对光刻投影物镜成像质量的影响, 进一步研究了照明光场的偏振态分布与光学系统波像差的关系, 研究表明: 光学薄膜引入的附加位相将导致光刻投影物镜的像质明显下降, 而采用径向矢量光场照明可以改善成像质量。

关键词: 偏振; 光刻投影物镜; 偏振像差; 像质评价; 波像差

中图分类号: TN305.7 文献标志码: A DOI: 10.3788/IRLA201847.0818006

Three-dimensional polarization aberration of deep ultraviolet lithographic projection lens

He Wenjun¹, Jia Wentao¹, Feng Wentian², Zheng Yang¹, Liu Zhiying¹, Fu Yuegang¹

(1. School of Opto-electronic Engineering, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, China;
2. Branch 72 of No.32142 Army, Baoding 071000, China)

Abstract: The deep ultraviolet lithography projection lens is the core component of the photolithography machine. However, whether the spatial distribution of the polarization state of the illumination field or the polarization aberration of the photolithography projection lens will change the compact focusing characteristic of the beam, which can not be neglected in the imaging quality. Based on the 3D Jones matrix, the polarization aberration functions were extended to the 3D space, and the evaluation method of polarization aberration for 3D coherent light field was established. The 3D polarization aberrations of the deep ultraviolet lithography projection objective, which was a typical polarization-sensitive optical system, were analyzed. And its physical significance was expounded in detail. It is found that the distributions of the 3D polarization functions in exit pupil are closely related to its own optical parameters, such as field of view, coatings and structural parameters. The effects of coatings and polarization effect on the imaging quality of lithography projection lens were discussed. And the relationships between the polarization

收稿日期: 2018-03-05; 修订日期: 2018-04-03

基金项目: 国家自然科学基金(11474037); 吉林省科技创新人才培育计划青年科研基金(20160520015JH);
吉林省优秀青年人才基金(20180520201JH)

作者简介: 贺文俊(1987-), 男, 讲师, 博士, 主要从事偏振光学技术及应用方面的研究。Email: hewenjun@cust.edu.cn

distributions of the illuminated beam and the wavefront aberration of the optical system were further studied. The results show that the additional phase introduced by coatings leads to a significant decrease of the image quality for lithography projection lens, and the illumination by the radially vector beam can improve the image quality.

Key words: polarization; lithographic projection lens; polarization aberration; image quality evaluation; wavefront aberration

0 引言

光刻机是实现大规模集成电路制造工艺的关键设备,而工作波长 193 nm 的深紫外投影物镜是制作超细微图形的投影光刻机的核心部件^[1]。为进一步提高光刻分辨率,投影光刻机一般采用偏振光照明^[2],然而无论是照明光场偏振态的空间分布,还是光刻投影物镜自身的偏振像差都将改变光束的聚焦特性,对成像质量造成不可忽略的影响^[3]。已有研究表明偏振像差会引起成像位置偏移、图形特征尺寸误差以及最佳焦面偏移等,严重影响光刻分辨率和套刻精度^[4-5]。

目前对偏振像差的表征有多种方法,如琼斯光瞳表示^[6]、泡利-泽尼克表示^[7]、方向泽尼克拟合^[8]、正交拟合^[9]、偏振像差函数^[10]等,它们都是基于二维琼斯矩阵的数学方法,只是用不同的数学形式表征了光学系统出瞳面上的偏振效应。二维的琼斯矩阵可利用泡利矩阵为基底矩阵进行展开^[11],而泡利-泽尼克表示和方向泽尼克拟合以及正交拟合从本质上讲都是对偏振像差函数进行近似分析,其理论意义在于它们将偏振像差与表征波像差的泽尼克多项式联系起来,用传统像差的概念初步解释了偏振像差的物理含义^[12]。

但是在不同视场下非近轴光线的二维琼斯矩阵往往具有不同的局部坐标系,通常的解决方法是采用坐标变换将二维偏振像差转换到三维全局坐标系中,而不是直接在三维空间中去定义偏振像差函数^[13-14]。对于高数值孔径的光学系统,光场的传输并不满足傍轴传输条件,使用传统的二维偏振像差理论将不可避免地引入计算误差^[15]。文中针对高数值孔径的光刻投影物镜,基于三维偏振像差理论分析了深紫外光刻投影物镜的偏振像差,讨论了三维偏振像差

函数的物理意义,明确了光学薄膜诱导的位相延迟像差是导致光学系统波像差改变的主要原因,同时讨论了照明光场的偏振态分布对成像质量的影响。

1 三维偏振像差理论

三维偏振光追迹算法是建立三维偏振像差理论的基础,最早由 G.Yun 等人提出^[16-17]。三维偏振光追迹矩阵是将传统的二维琼斯矩阵拓展到三维空间,描述了三维矢量光场中光学元件或系统对光束偏振态的改变,同时也表征了自身的偏振特性。以投影光刻物镜的物面中心为原点建立全局坐标系,且光轴方向始终为 z 轴正向。以物坐标为光线的起点,并在入瞳面内定义等间距的光瞳坐标阵列,则根据光瞳上的采样点坐标与物点坐标即可求得入射光束的传播方向矢量阵列,如图 1 所示。

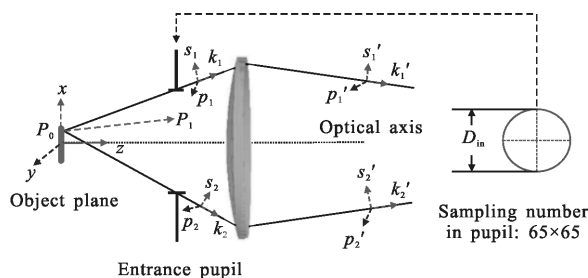


图 1 全局坐标系和局部坐标系的建立

Fig.1 Establishment of global coordinate system and local coordinate system

已知入瞳面上的任意采样点 P_1 在全局坐标系 $\{x, y, z\}$ 下的坐标为 $P_1(x_1, y_1, z_1)$, 物点坐标为 $P_0(x_0, 0, 0)$, 那么该入射光线的方向矢量为:

$$\vec{k} = P_0 P_1 = (x_1 - x_0, y_1, z_1) \quad (1)$$

在光学系统中的各个光学表面上,基于菲涅耳公式和光线的方向矢量,建立每条光线各自的菲涅耳

耳局部坐标系 $\{\vec{s}, \vec{p}, \vec{k}\}$:

$$\vec{s}_q = \frac{\vec{k}_{q-1} \times \vec{k}_q}{|\vec{k}_{q-1} \times \vec{k}_q|}, \vec{p}_q = \vec{k}_{q-1} \times \vec{s}_q, \vec{p}'_q = \vec{k}_q \times \vec{s}_q \quad (2)$$

式中:下角标 q 表示光学系统中第 q 个光学表面;
 \vec{k}_{q-1} 和 \vec{k}_q 分别为入射光和出射光的方向矢量; $\{\vec{s}_q, \vec{p}_q, \vec{k}_{q-1}\}$ 和 $\{\vec{s}_q, \vec{p}'_q, \vec{k}_q\}$ 分别构成入射光和出射光局部坐标系下的标准正交基。

若光学系统共包含 n 个光学表面,从入瞳面追迹到出瞳面或者从物面追迹到像面时,整个光学系统的三维偏振光追迹矩阵 P_{total} 等于各光学表面三维偏振光追迹矩阵的级联:

$$P_{\text{total}} = \prod_{q=n-1}^1 P_q = P_n \cdot P_{n-1} \cdots P_2 \cdot P_1 \quad (3)$$

如果各光学表面之间的光学介质是各向异性的,如双折射介质或二向色性介质等,那么在偏振光追迹过程中就不能忽略光学介质对光束偏振性质的改变。假设第 q 和第 $q+1$ 个光学表面之间光学介质的偏振特性矩阵为 $A_{q+1,q}$,则公式(3)应改写为:

$$P_{\text{total}} = P_n \cdot \left(\prod_{q=n-1}^1 A_{q+1,q} \cdot P_q \right) \quad (4)$$

当光学介质为各向同性介质时,其偏振特性矩阵 $A_{q+1,q}$ 为单位矩阵;当光学介质为应力双折射介质时, $A_{q+1,q}$ 为典型的位相延迟矩阵;当光学介质为二向色性介质时, $A_{q+1,q}$ 为典型的二向衰减矩阵。 P_q 为第 q 个光学界面的三维偏振光追迹矩阵,可由下式计算得到:

$$P_q = O_{\text{out},q} \cdot J_q \cdot O_{\text{in},q}^{-1}$$

$$O_{\text{out},q} = \begin{pmatrix} \vec{s}_{x,q} & \vec{p}'_{x,q} & \vec{k}_{x,q} \\ \vec{s}_{y,q} & \vec{p}'_{y,q} & \vec{k}_{y,q} \\ \vec{s}_{z,q} & \vec{p}'_{z,q} & \vec{k}_{z,q} \end{pmatrix}, J_q = \begin{pmatrix} \alpha_{s,q} & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_{p,q} & 0 \\ 0 & 1 & 1 \end{pmatrix},$$

$$O_{\text{in},q}^{-1} = \begin{pmatrix} \vec{s}_{x,q} & \vec{s}_{y,q} & \vec{s}_{z,q} \\ \vec{p}_{x,q} & \vec{p}_{y,q} & \vec{p}_{z,q} \\ \vec{k}_{x,q-1} & \vec{k}_{y,q-1} & \vec{k}_{z,q-1} \end{pmatrix} \quad (5)$$

式中: J_q 定义为在菲涅耳公式局部坐标系下的三维琼斯矩阵; $O_{\text{out},q}$ 和 $O_{\text{in},q}$ 为实值酉矩阵,用以实现不同正交坐标系之间的旋转变换。 $\alpha_{s,q}$ 和 $\alpha_{p,q}$ 分别为第 q 个界面上 TE 和 TM 分量的振幅透射(反射)系数;对于未镀膜或镀金属膜的光学界面,其值由菲涅耳公式

求得;对于镀多层介质膜的光学界面,可由光学薄膜的特征矩阵法求得^[12,13]。

假设入射光场的偏振态用三维琼斯矢量 E_{in} 表示,则出射光场的偏振态为:

$$E_{\text{out}} = P_{\text{total}} \cdot E_{\text{in}} \quad (6)$$

从光线追迹的角度看,光学系统的三维偏振光追迹矩阵不仅取决于光学系统的结构参数,还取决于波长、光瞳坐标以及物坐标。其中光瞳坐标和物坐标共同表征了采样光线的位置和传播方向,即唯一确定了某一光线的传播路径。那么对于任意传播路径的光线,三维偏振光追迹矩阵可以表示为:

$$P(\vec{h}, \vec{\rho}, \lambda) = \begin{pmatrix} P_{11}(\vec{h}, \vec{\rho}, \lambda) & P_{12}(\vec{h}, \vec{\rho}, \lambda) & P_{13}(\vec{h}, \vec{\rho}, \lambda) \\ P_{21}(\vec{h}, \vec{\rho}, \lambda) & P_{22}(\vec{h}, \vec{\rho}, \lambda) & P_{23}(\vec{h}, \vec{\rho}, \lambda) \\ P_{31}(\vec{h}, \vec{\rho}, \lambda) & P_{32}(\vec{h}, \vec{\rho}, \lambda) & P_{33}(\vec{h}, \vec{\rho}, \lambda) \end{pmatrix} \quad (7)$$

式中: $P_{jk}(\vec{h}, \vec{\rho}, \lambda)$ 分别为三维偏振光追迹矩阵的矩阵元素, $j, k=1, 2, 3$; \vec{h} 表示光线的物坐标矢量; $\vec{\rho}$ 代表光瞳坐标矢量; λ 为波长。

传统的波像差描述了光学系统实际波面与理想波面之间的光程差,而三维偏振光追迹矩阵则代表着光学系统的偏振特性;为了完整地表征光学系统对波前信息的影响,定义三维偏振像差函数来同时表征波像差和偏振效应:

$$\text{PAF}(\vec{h}, \vec{\rho}, \lambda) = P(\vec{h}, \vec{\rho}, \lambda) \cdot \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} \text{OPD}(\vec{h}, \vec{\rho}, \lambda)\right) \quad (8)$$

式中: $\text{OPD}(\vec{h}, \vec{\rho}, \lambda)$ 为光程差函数,可由几何光线追迹方法求得,指数部分表示由几何光程差引起的位相改变, $P(\vec{h}, \vec{\rho}, \lambda)$ 表征了光学系统的偏振效应。偏振效应与光程差函数共同影响光学系统的波前像差。若改变光学元件上镀制的光学薄膜, $P(\vec{h}, \vec{\rho}, \lambda)$ 会发生改变,但光程差函数 $\text{OPD}(\vec{h}, \vec{\rho}, \lambda)$ 不变;因此,即使假设光学系统不含有与光程相关的波像差,它依旧会存在偏振相关的波像差。这也是为什么偏振像差会影响光学系统几何像差的理论原因。

2 深紫外光刻投影物镜的三维偏振像差

深紫外光刻投影物镜是一个由 29 片球面透镜组成旋转对称式光学系统,如图 2 所示。照明光源采用工作波长为 193 nm 的 ArF 激光器,光学系统的像方

数值孔径 $NA=0.75$, 物面半高 36.5 mm , 玻璃材料采用熔石英和氟化钙。在全视场范围内, MTF 为 0.4 时系统分辨率达到 $4\ 000\text{ lp/mm}$, 截止频率为 $7\ 700\text{ lp/mm}$ 。

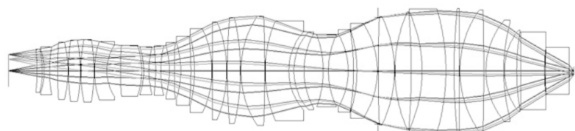
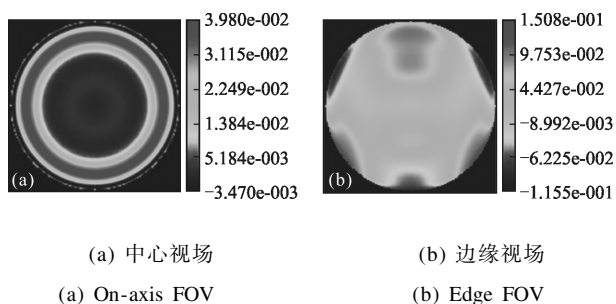


图 2 深紫外光刻投影物镜的光学系统

Fig.2 Optical system of the deep ultraviolet lithographic projection lens

图 3 为该光学系统在几何光线追迹下不同视场的波像差。其中图 3(a)为中心视场的波像差: $RMS=0.014\ 3\lambda$, $PV=0.051\ 3\lambda$, 主要像差表现为球差; 图 3(b)为边缘视场下的波像差, 此时 $RMS=0.057\ 8\lambda$, $PV=0.341\lambda$, 主要像差表现为像散。



(a) 中心视场 (b) 边缘视场
(a) On-axis FOV (b) Edge FOV

图 3 深紫外光刻投影物镜的波像差

Fig.3 Wavefront aberration of the deep ultraviolet lithographic projection lens

根据三维偏振像差理论, 按照深紫外光刻投影物镜的光学结构参数建立三维偏振光追迹的数学模型, 利用 Matlab 软件编程依次计算各个采样光线从物面到像面的三维偏振光追迹矩阵和几何光程, 最终可以得到各视场的三维偏振像差函数、二向衰减像差和位相延迟像差, 从而完整地表征深紫外光刻投影物镜的偏振特性。

三维偏振像差函数可以表征为出瞳内各项矩阵元素的实部分布和虚部分布, 图 4 和图 5 分别为未镀膜时光学系统中心视场的三维偏振像差函数的实部和虚部, 实部代表对光束振幅分布的影响规律, 虚部代表对光束位相分布的影响规律, 它们共同描述了光学系统的偏振特性, 而与入射光束的偏振态无关。

对于无偏振像差的理想光学系统, 其三维偏振像差函数应该是: 实部对角线上(见图 4(a)、(c)、(i))

的系数在光瞳区域内均匀分布且都为 1, 对角线外的系数在光瞳范围内都为 0; 虚部所有项在出瞳区域内都与波像差的分布相同。对于中心视场, 光瞳中心点代表沿光轴传播的光线; 由图 4 可见, 对角线上三个子图的中心点实部系数都等于 1, 而对角线外的子图中心点实部系数都为 0。这是因为沿光轴传播的光线经过旋转对称式光学系统的每个光学界面时, 都属于严格的正入射, 根据菲涅尔公式可知此时 TE 和 TM 分量的振幅透射系数总是相等的, 即只有严格正入射的光线才不会产生偏振效应。若三维偏振像差函数的实部具有非零的对角线外元素, 则表明光学系统具有二向衰减像差, 即存在偏振相关的振幅透过率的非均匀分布。

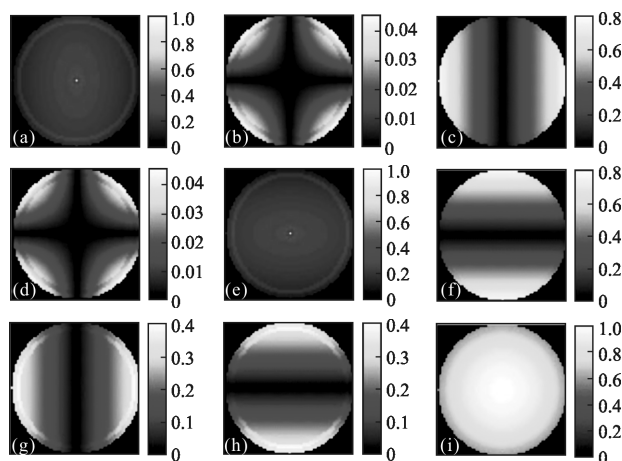


图 4 未镀膜时中心视场三维偏振像差函数的实部分布

Fig.4 Real part of the 3D polarization aberration functions for the on-axis FOV without coating

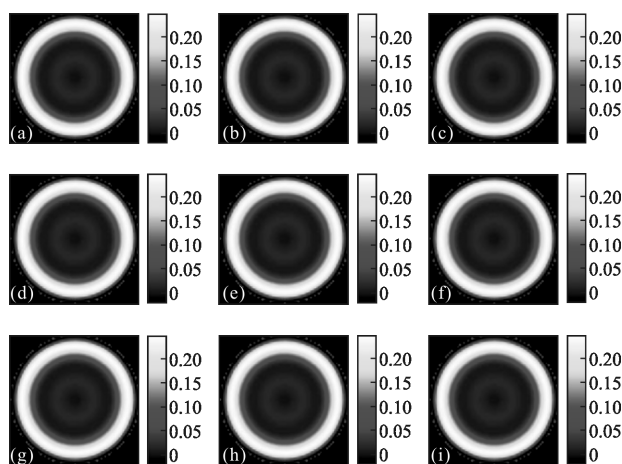


图 5 未镀膜时中心视场三维偏振像差函数的虚部分布

Fig.5 Imaginary part of the 3D polarization aberration functions for the on-axis FOV without coating

图 6 和图 7 分别为边缘视场下三维偏振像差函数的实部和虚部在出瞳处的分布规律;由图 6 可见,对角线上三个实部项失去了旋转对称性,即在视场方向上(y 方向)产生了不对称倾斜;对角线外与 y 方向相关的实部项(见图 6(b)、(d)、(f)、(h))也在光瞳区域内产生了 y 方向上的不对称分布,且实部项的 PV 值比中心视场时都略有增大;而对角线外元素中与 y 方向无关的实部项(见图 6(c)、(g))基本不变。由此可见,光学系统的三维偏振像差与视场密切相关。

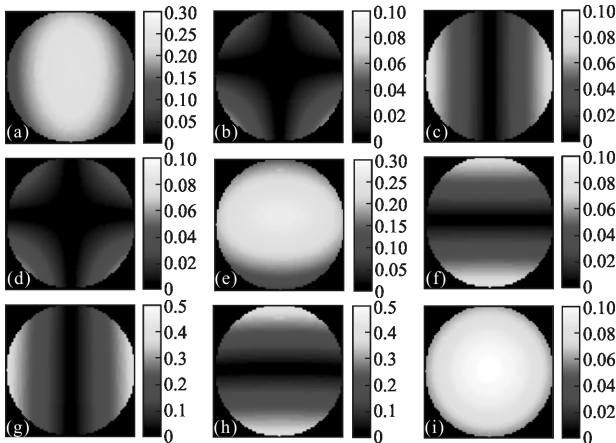


图 6 未镀膜时边缘视场三维偏振像差函数的实部分布

Fig.6 Real part of the 3D polarization aberration functions for the edge FOV without coating

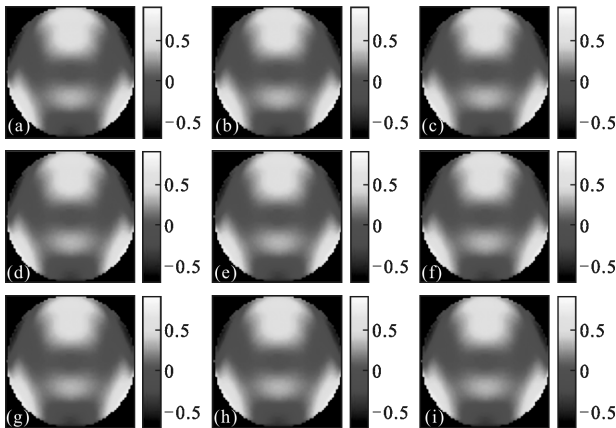


图 7 未镀膜时边缘视场的三维偏振像差函数的虚部分布

Fig.7 Imaginary part of the 3D polarization aberration functions for the edge FOV without coating

对比图 3、图 5 和图 7 可知,无论是中心视场还是边缘视场,未镀膜时光学系统的三维偏振像差函数的虚部项分布都与波像差的分布相同。这是因为对于未镀膜的光学系统,光线在空气/玻璃或玻璃/空气界面上发生折射时,光场的振幅透射(反射)系数

都为实值,即对于指定偏振态的光束所产生的偏振效应仅仅表现为光瞳切趾,而不产生位相变化。对于具有反射界面的未镀膜光学系统,也只有当光线发生全反射时,光场的振幅反射系数才为复数,才会造成光场的位相变化,进而影响波像差。

然而对于大多数的光学薄膜,无论是透射光线还是反射光线,其振幅系数一般都为复数,即同时改变光束的振幅和位相,产生相对明显的偏振效应。为了说明薄膜对光学系统偏振像差的影响,以边缘视场为例,考察了镀制多层增透膜时光刻投影物镜的三维偏振像差函数分布,如图 8 和图 9 所示。所镀制的多层增透膜的透过率和相移曲线如图 10 所示。光波的 TE 分量和 TM 分量具有不同的透射率曲线和相移曲线,这正是光学薄膜能够影响光学系统偏振像差的根本原因。

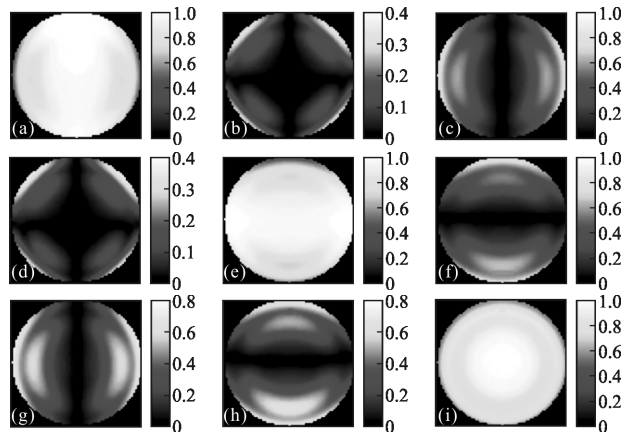


图 8 镀多层增透膜时边缘视场的三维偏振像差函数的实部分布

Fig.8 Real part of the 3D polarization aberration functions for the edge FOV with AR coatings

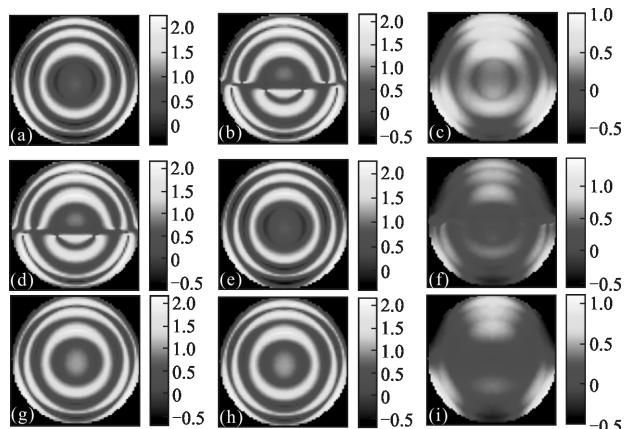


图 9 镀多层增透膜时边缘视场的三维偏振像差函数的虚部分布

Fig.9 Imaginary part of the 3D polarization aberration functions for the edge FOV with AR coatings

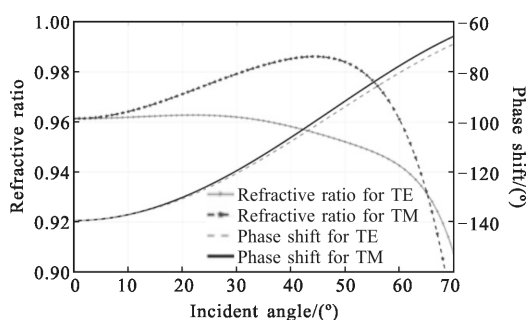


图 10 深紫外多层增透膜的透过率曲线和相移曲线

Fig.10 Curves of refractive ratio and phase shift of the deep ultraviolet AR coatings

对比图 8 和图 6 可以发现,对于三维偏振像差函数的实部项,除了第 9 项没有明显变化外,其他实部项的分布规律和量值都发生了较大的改变,对角线上的实部项更接近于全为 1 的均匀分布,表明镀膜多层增透膜将会减小光学系统的二向衰减像差。对比图 9 和图 7,光学薄膜使三维偏振像差函数的虚部项不再等于波像差,这是因为镀光学薄膜引入了偏振相关的附加位相。虚部项分布的另一个显著特点在于,对角线上的三个虚部项在光瞳内的分布通常是连续变化的,而对角线外的某些虚部项在光瞳范围内会产生位相突变,这些不连续点可能会导致出射光场的位相分布在某些空间位置产生奇异点或者奇异线,从而造成出射光场偏振态的复杂空间分布。

二向衰减像差和位相延迟像差是偏振像差的两种典型表现形式。其中二向衰减像差表征了光学系统偏振相关的振幅透过率分布特性^[16],位相延迟表征了偏振相关的光程差分布特性^[17]。如图 11 所示,图 11(a)和(d)分别为未镀膜时光学系统在中心视场下的二向衰减像差和位相延迟像差;图 11(b)和(e)分别为未镀膜时光学系统在边缘视场下的二向衰减像差和位相延迟像差;图 11(c)和(f)分别为镀多层增透膜时光学系统在边缘视场下的二向衰减像差和位相延迟像差。显而易见,在未镀膜时,无论是在中心视场还是边缘视场,光学系统的位相延迟像差始终为 0,因此,光学薄膜是光学系统产生位相延迟像差的主要原因。此外,光瞳上各点的二向衰减像差和位相延迟像差都随着该点到光轴距离的增大而迅速增大,即轴外视场下光学系统的偏振效应更明显。当镀膜情况相同时,边缘视场下的二向衰减像差和位相延迟像差的 PV 值通常大于中心视场;在相同视场下,镀多层增透膜之后,二向衰减像差的 PV 值减小

为镀膜前的一半。

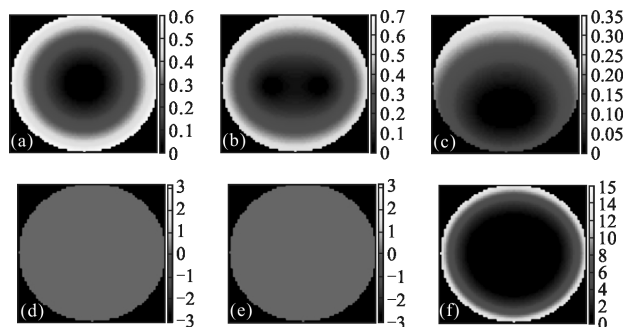


图 11 二向衰减像差和位相延迟像差

Fig.11 Diattenuation aberrations and retardance aberrations

综上所述,视场和光学薄膜都会对三维偏振像差函数的分布特性产生比较明显的影响。一般而言,二向衰减像差和位相延迟像差会随着视场的增大而增大,而镀膜通常会减小二向衰减像差,同时增大位相延迟像差。

3 光学薄膜及偏振效应对像质的影响

由图 10 中的相移曲线可知,光学系统镀膜后会引入附加位相,且附加位相随着入射角有明显变化。由于不同路径的光线入射到光学表面时的入射角各不相同,对于边缘光线和中心光线,由光学薄膜所引入的附加位相是不同的,因此会对光学系统的波像差造成影响。此外,对于光波的 TE 分量和 TM 分量,它们的相移曲线并不重合,这种差异将导致当入射光场具有不同的偏振态分布时,光学系统的波像差也是不同的。

图 12 表征了光学薄膜和偏振效应对深紫外光刻投影物镜波像差的影响。图 12(a)~(c)是未镀膜时各视场的波像差;图 12(d)~(f)是以径向偏振照明且考虑镀膜增透膜时的各视场的波像差;图 12(g)~(i)是以角向偏振照明且考虑镀膜增透膜时的各视场的波像差;图 12(a)、(d)、(g)是物高为 0 时的视场;图 12(b)、(e)、(h)是物高为 25.85 mm 时的视场;图 12(c)、(f)、(i)是物高为 36.5 mm 时的视场。表 1 则是图 12 所对应的波像差(WA)的 PV 值和 RMS 值。

结合图 12 和表 1 可知,镀制光学薄膜使光学系统在各个视场下的成像质量都明显下降,中心视场波像差的 PV 值由原来的 0.043 3λ 增长为 1.581 1λ (径向矢量光场照明) 或 1.647 7λ (角向矢量光场照

明);边缘视场波像差的 PV 值由原来的 0.266 3λ 增长为 1.717 3λ(径向矢量光场照明)或 1.822 6λ(切向矢量光场照明)。镀膜后的波像差主要表现为球差,在边缘视场同时表现出少量像散。对于普通光学系统,在实际应用中并没有发现光学薄膜会对成像质量造成如此大的影响,其主要原因在于普通光学系统的数值孔径小、光学镜片少,由镀膜引起的波像差较小,同时普通光学系统自身对成像质量的要求也没有那么高。但对于深紫外光刻投影物镜这类具有大数值孔径($NA=0.75$)、光学结构复杂(共 58 个光学表面)、对成像质量要求十分严格的光学系统,光线在各个光学表面都具有较大的入射角,此时光学薄膜对成像质量的影响是不可忽略的。在考虑光学薄膜与光学系统兼容性的前提下,如何实现对光学系统的优化设计,是研制高性能光刻投影物镜过程中一个值得探索的方向。

由表 1 可知,当照明光源采用径向矢量光场时,光学系统的像质明显优于采用角向矢量光场照明时的像质,从中心视场到边缘视场 PV 值依次减小了 4.04%、18.09%、5.78%;RMS 值依次减小了 4.68%、5.78%、1.53%。该现象验证了深紫外光刻投影物镜的偏振敏感性,当采用径向矢量光场照明时,所有光线在光学表面入射时都相当于 TM 波,系统波像差取决于光学薄膜的 TM 波相移曲线;而当采用角向矢量光场照明时,系统波像差取决于光学薄膜的 TE 波相移曲线;若采用其他的照明方式,系统波像差的值将介于径向和角向矢量光场照明这两种情况之间。从分析结果上看,对于文中所采用的光学薄膜,径向矢量光场照明将获得相对较好的成像质量。这也为实际工程中的偏振光照明技术提供了理论依据和指导。

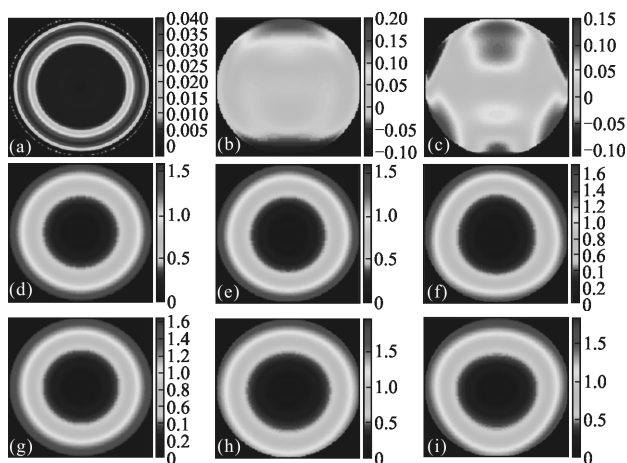


图 12 光学薄膜及偏振效应对深紫外光刻投影物镜波像差的影响
Fig.12 Effect of optical film and polarization effect on wavefront aberration of the deep ultraviolet lithographic projection lens

4 结论

针对高数值孔径的深紫外光刻投影物镜,基于三维相干光场中偏振像差的评价方法,分析了光刻投影物镜的三维偏振像差及其物理意义,讨论了三维偏振像差函数的光瞳分布与视场和光学薄膜的关系。研究表明,光学薄膜能够影响光学系统偏振像差的根本原因在于,光学薄膜针对入射光的 TE 和 TM 分量具有不同的相移曲线。进一步讨论了光学薄膜及偏振效应对光刻投影物镜成像质量的影响,分析结果表明,光学薄膜引入的附加位相将导致光刻投影物镜的像质明显下降,如何在光学系统的优化设计过程中充分考虑光学薄膜诱导的附加波像差,是设计高性能光学系统时应该关注的问题。最后,研究了照明光场的偏振态分布对深紫外光刻投影物镜波像差的影响,计算结果表明,采用径向矢量光场照明对成像质量有改善效果。

表 1 光学薄膜及入射光偏振态对波像差的影响
Tab.1 Effect of the optical film and polarization states of the incident light on the wavefront aberration

| Object height /mm | WA without coatings | | WA with coatings when being illuminated by radially polarized beam | | WA with coatings when being illuminated by azimuthally polarized beam | |
|-------------------|---------------------|---------|--|---------|---|---------|
| | RMS/λ | PV/λ | RMS/λ | PV/λ | RMS/λ | PV/λ |
| 0 | 0.014 5 | 0.043 3 | 0.453 7 | 1.581 1 | 0.476 0 | 1.647 7 |
| 25.85 | 0.046 1 | 0.314 2 | 0.454 6 | 1.601 1 | 0.482 5 | 1.954 8 |
| 36.5 | 0.039 8 | 0.266 3 | 0.463 3 | 1.717 3 | 0.470 5 | 1.822 6 |

参考文献:

[1] Yao Changcheng, Gong Yan. Research on temperature distribution of deep ultraviolet lithographic projection objective [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2016, 43 (5): 0516001. (in Chinese)

[2] McIntyre G R, Kye J, Levinson H. Polarization aberrations in hyper-numerical-aperture projection printing: a comparison of various representations [J]. *J Microlithogr Microfabr*

- Microsyst*, 2006, 5(3): 033001.
- [3] Kye J, McIntyre G R, Norihiro Y, et al. Polarization aberration analysis in optical lithography systems [C]//SPIE, 2006, 6154: 61540E.
- [4] Geh B, Ruoff J, Zimmermann J, et al. The impact of projection lens polarization properties on lithographic process at hyper-NA[C]// SPIE, 2007, 6520: 65200F.
- [5] Ruoff J, Totzeck M. Using orientation Zernike polynomials to predict the imaging performance of optical systems with birefringent and partly polarizing components [C]//SPIE, 2010, 7652: 76521T.
- [6] Wang Xia, Xia Runqiu, Jin Weiqi, et al. Technology progress of infrared polarization imaging detection [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2014, 43(10): 3175–3182. (in Chinese)
- [7] Yamamoto N, Kye J, Levinson H J. Polarization aberration analysis using Pauli–Zernike representation in: proceedings of the advanced lithography [C]//SPIE, 2007, 6520: 65200Y.
- [8] Zhou Qiang, Zhao Jufeng, Feng Huajun, et al. Infrared image enhancement using polarization imaging [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2014, 43(1): 39–47. (in Chinese)
- [9] Xu X, Huang W, Xu M. Orthogonal polynomials describing polarization aberration for rotationally symmetric optical systems [J]. *Optics Express*, 2015, 23(21): 27911–27919.
- [10] Chipman R A. Mechanics of polarization ray tracing [J]. *Opt Eng*, 1995, 34: 1636–1645.
- [11] Li S F. Jones-matrix analysis with Pauli-matrices: application to ellipsometry [J]. *JOSA A*, 2000, 17(5): 920–926.
- [12] He W J, Fu Y G, Liu Z Y, et al. Three-dimensional polarization aberration functions in optical system based on three-dimensional polarization ray-tracing calculus [J]. *Optics Communications*, 2017, 387: 128–134.
- [13] McGuire J P, Chipman R A. Polarization aberrations. 1. Rotationally symmetric optical systems [J]. *Applied Optics*, 1994, 33(22): 5080–5100.
- [14] McGuire J P, Chipman R A, Polarization aberrations. 2. Tilted and decentered optical systems [J]. *Applied Optics*, 1994, 33(22): 5101–5107.
- [15] Wang J, Li Y. Three-dimensional polarization aberration in hyper-numerical aperture lithography optics [C]//SPIE, 2012, 8326: 832624.
- [16] Yun G, Crabtree K, Chipman R A. Three-dimensional polarization ray-tracing calculus I: definition and diattenuation [J]. *Applied Optics*, 2011, 50(18): 2855–2865.
- [17] Yun G, Crabtree K, Chipman R A. Three-dimensional polarization ray-tracing calculus II: retardance [J]. *Applied Optics*, 2011, 50(18): 2866–2874.
- [18] He W J, Fu Y G, Zheng Y, et al. Polarization properties of a corner-cube retroreflector with three dimensional polarization ray-tracing calculus [J]. *Applied Optics*, 2013, 52(19): 4527–4530.