

投影物镜偏振像差对光刻成像质量影响的解析分析方法

沈丽娜^{1,2,3} 李思坤^{1,2} 王向朝^{1,2} 闫观勇^{1,2}

¹中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800

²中国科学院大学, 北京 100049

³新疆师范大学物理与电子工程学院, 新疆 乌鲁木齐 830000

摘要 提出一种分析线性偏振照明条件下投影物镜偏振像差对交替相移掩模(Alt-PSM)空间像影响的解析方法。基于矢量光刻成像理论,从掩模空间像的光强分布推导出偏振像差引起的空间像图形位置偏移误差(IPE)和最佳焦面偏移(BFS)的解析表达式,实现了各个泡利-泽尼克偏振像差对空间像影响的解析分析。建立了IPE与奇像差项泡利-泽尼克系数和BFS与偶像差项泡利-泽尼克系数间的线性关系。通过光刻仿真软件模拟验证了解析分析结果的正确性,并用最小二乘法评估了线性关系的精确度。

关键词 成像系统; 光刻; 偏振像差; 泡利系数; 泡利-泽尼克系数

中图分类号 TN305.7

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.0611003

Analytical Analysis Method for Impact of Polarization Aberration of Projection Lens on Lithographic Imaging Quality

Shen Lina^{1,2,3} Li Sikun^{1,2} Wang Xiangzhao^{1,2} Yan Guanyong^{1,2}

¹Laboratory of Information Optics and Opto-Electronic Technology, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China

²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

³Institute of Physics and Electronic Engineering, Xinjiang Normal University, Urumchi, Xinjiang 830000, China

Abstract An analytical analysis method for the impact of polarization aberration of projection lens on aerial image of alternating phase-shift mask (Alt-PSM) is proposed. Analytical expressions of image placement error (IPE) and best focus shift (BFS) caused by polarization aberration are derived. Analytical analysis for effect of every Pauli-Zernike polarization aberration to aerial image is realized. The linear relationships between IPE and odd items of Pauli-Zernike polarization aberrations, as well as that between BFS and even items of Pauli-Zernike polarization aberrations are established. The validity of analytical results is verified by numerical simulations, and the accuracy of linear relationships is assessed by the least square method.

Key words imaging systems; optical lithography; polarization aberration; Pauli coefficient; Pauli-Zernike coefficient

OCIS codes 110.5220; 110.3000; 050.5080; 110.2960

1 引言

投影物镜的偏振像差会引起光刻成像的图形位置偏移(IPE)、最佳焦面偏移(BFS)和图形特征尺寸(CD)误差等,导致光刻成像质量恶化和工艺窗口减小^[1-3]。随着高数值孔径(NA)与偏振光照明技术的应用,投影物镜偏振像差对光刻成像质量的影响不容忽视,需要对其进行准确测量和控制^[4]。

分析偏振像差对光刻成像质量的影响是对其进行测量和控制的前提。近年,利用数值仿真方法,人们

收稿日期: 2014-11-24; 收到修改稿日期: 2015-02-02

基金项目: 国家自然科学基金(61275207, 61205102, 61474129, 61405210)

作者简介: 沈丽娜(1981-),女,博士研究生,主要从事光刻成像方面的研究。E-mail: shenlina@siom.ac.cn

导师简介: 王向朝(1957-),男,研究员,博士生导师,主要从事信息光电子技术等方面的研究。

E-mail: wxz26267@siom.ac.cn(通信联系人)

研究了偏振像差对光刻成像的 IPE、BFS、CD 误差等的影响^[5-7]。基于取向泽尼克多项式, Ruoff 等^[8-9]提出一种高 NA 成像系统偏振像差的表示方法, 并研究了与偏振相关的相位延迟和衰减对各个成像评估参量的影响。基于 Hopkins 矢量部分相干成像理论, Tu 等^[10]提出一种分析偏振像差影响的解析方法, 并研究了偏振像差的泡利光瞳分量对掩模空间像的影响; 但是这种方法仅考虑了单一光场分量情况, 其分析结果只涉及 4 个泡利光瞳分量 a_0 的振幅和相位、 a_1 的实部和虚部。

针对上述问题, 本文通过考虑全部的光场分量及其相互作用, 提出一种分析偏振像差全部 8 个泡利光瞳分量对光刻成像质量影响的解析方法。这种方法不必通过数值仿真方法的模拟计算过程, 仅从理论推导的解析表达式即可简单明了地获得偏振像差对掩模空间像的影响结果和规律。基于矢量光刻成像理论推导交替相移掩模(Alt-PSM)的空间像光强分布。从空间像光强分布推导偏振像差引起的空间像 IPE 和 BFS 的解析表达式, 实现各个泡利-泽尼克偏振像差对空间像的影响的解析分析, 建立空间像的 IPE 和 BFS 与泡利-泽尼克系数间的线性关系。利用光刻仿真软件模拟验证解析分析结果的正确性, 并用最小二乘法评价线性关系的精确度。

2 原 理

2.1 矢量光刻成像模型

光刻成像系统示意图如图 1 所示, 在科勒照明条件下, 照明光在掩模面上经掩模衍射后沿不同方向传播, 在入射光瞳面上只有 NA 范围内的衍射级进入投影物镜系统, 经投影物镜系统映射后从出瞳面出射, 在像面上发生干涉形成掩模的空间像。高 NA 光刻成像时, 必须考虑光的矢量性质, 用矢量成像模型分析成像过程。矢量光刻成像模型中, 需要处理各系统组件的偏振特性。偏振照明光用琼斯矢量表示, 投影物镜的像差是偏振像差, 用 2×2 的琼斯矩阵表示, 投影物镜系统对入射光的映射用 3×2 的偏振传递矩阵表示, 光的衍射和传播过程是矢量的衍射和传播过程。

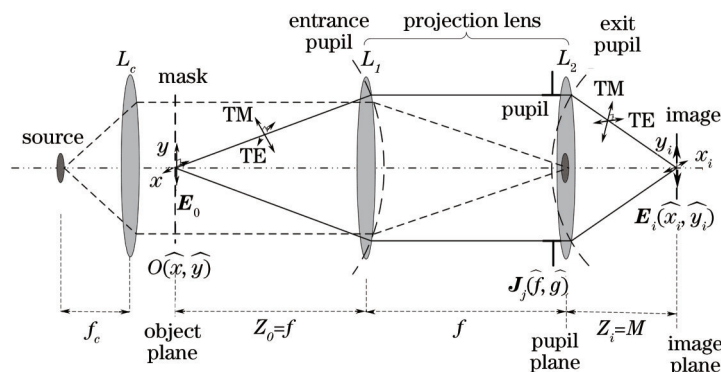


图 1 光刻成像系统示意图

Fig.1 Schematic diagram of optical lithography imaging system

为了方便讨论其成像性能, 将系统中各平面的笛卡尔坐标分别进行如下归一化

$$\hat{x} = -Mx/(\lambda/NA), \hat{y} = -My/(\lambda/NA), \hat{f} = f/(NA/\lambda), \hat{g} = g/(NA/\lambda), \hat{x}_i = x_i/(\lambda/NA), \hat{y}_i = y_i/(\lambda/NA), \quad (1)$$

式中 λ 为照明光的波长, NA 为投影物镜的数值孔径, M 为投影物镜的横向放大因子。根据矢量光刻成像理论^[11], 在考虑投影物镜的偏振像差时, 空间像强度可以表示为

$$I(\hat{x}_i, \hat{y}_i) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} J(\hat{f}, \hat{g}) H(\hat{f} + \hat{f}', \hat{g} + \hat{g}') H^*(\hat{f} + \hat{f}'', \hat{g} + \hat{g}'') \cdot [O(\hat{f}', \hat{g}') \mathbf{M}_0(\hat{f} + \hat{f}', \hat{g} + \hat{g}') \mathbf{J}_{\text{Jones}}(\hat{f} + \hat{f}', \hat{g} + \hat{g}') \mathbf{E}_0(\hat{f}, \hat{g})] \cdot [O(\hat{f}'', \hat{g}'') \mathbf{M}_0(\hat{f} + \hat{f}'', \hat{g} + \hat{g}'') \mathbf{J}_{\text{Jones}}(\hat{f} + \hat{f}'', \hat{g} + \hat{g}'') \mathbf{E}_0(\hat{f}, \hat{g})]^* \cdot \exp\{-i2\pi[(\hat{f}' - \hat{f}''\hat{x}_i + (\hat{g}' - \hat{g}''\hat{y}_i)]\} d\hat{f}' d\hat{g}' d\hat{f}'' d\hat{g}'' \quad (2)$$

式中 $J(\hat{f}, \hat{g})$ 是科勒照明的有效光源强度分布, $H(\hat{f}, \hat{g})$ 是投影物镜的光瞳函数, 表示为 $H(\hat{f}, \hat{g}) = \exp[i2\pi\Delta z \sqrt{1 - NA^2(\hat{f}^2 + \hat{g}^2)}/NA^2]$, 其中 $\hat{f}^2 + \hat{g}^2 \leq 1$, Δz 是以瑞利长度 λ/NA^2 为单位的像面离焦量, $O(\hat{f}, \hat{g})$ 是掩模的频谱, $\mathbf{J}_{\text{Jones}}(\hat{f}, \hat{g})$ 是投影物镜的偏振像差; $\mathbf{E}_0(\hat{f}, \hat{g})$ 是入射光的琼斯矢量; $\mathbf{M}_0(\hat{f}, \hat{g})$ 是偏振传递

矩阵函数,具体表达式为

$$\mathbf{M}_0(\hat{f}, \hat{g}) = \begin{bmatrix} M_{xx} & M_{yx} \\ M_{xy} & M_{yy} \\ M_{xz} & M_{yz} \end{bmatrix} = \frac{1}{(\hat{f}^2 + \hat{g}^2)} \begin{bmatrix} \hat{g}^2 + \hat{f}^2 \sqrt{1 - (\hat{f}^2 + \hat{g}^2)(\sin \theta)^2} & -\hat{f}\hat{g} + \hat{f}\hat{g} \sqrt{1 - (\hat{f}^2 + \hat{g}^2)(\sin \theta)^2} \\ -\hat{f}\hat{g} + \hat{f}\hat{g} \sqrt{1 - (\hat{f}^2 + \hat{g}^2)(\sin \theta)^2} & \hat{f}^2 + \hat{g}^2 \sqrt{1 - (\hat{f}^2 + \hat{g}^2)(\sin \theta)^2} \\ -\hat{f} \sin \theta \cdot (\hat{f}^2 + \hat{g}^2) & -\hat{g} \sin \theta \cdot (\hat{f}^2 + \hat{g}^2) \end{bmatrix}. \quad (3)$$

由(2)式可知,采用矢量光刻成像模型时,不仅要求照明的有效光源强度分布 $J(\hat{f}, \hat{g})$ 与偏移的投影物镜光瞳函数 $H(\hat{f} + \hat{f}', \hat{g} + \hat{g}')$ 和 $H^*(\hat{f} + \hat{f}'', \hat{g} + \hat{g}'')$ 能够发生重叠,而且要求出瞳面上的两衍射级光矢量 $[O(\hat{f}', \hat{g}')\mathbf{M}_0(\hat{f} + \hat{f}', \hat{g} + \hat{g}')\mathbf{J}_{\text{Jones}}(\hat{f} + \hat{f}', \hat{g} + \hat{g}')\mathbf{E}_0(\hat{f}, \hat{g})]$ 和 $[O(\hat{f}'', \hat{g}'')\mathbf{M}_0(\hat{f} + \hat{f}'', \hat{g} + \hat{g}'')\mathbf{J}_{\text{Jones}}(\hat{f} + \hat{f}'', \hat{g} + \hat{g}'')\mathbf{E}_0(\hat{f}, \hat{g})]^*$ 的方向不能相互垂直。

2.2 偏振像差的泡利-泽尼克表征

偏振像差是光通过透镜时引起的偏振态的变化,不仅描述振幅和相位的变化,而且描述电场分量间的复杂耦合^[12]。光瞳上某一点的偏振特性可以用2x2的琼斯矩阵表示为 $\mathbf{J}_{\text{Jones}} = \begin{bmatrix} J_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & J_{yy} \end{bmatrix}$,其中 J_{ij} 是复数,描述输入光偏振分量 j 和输出光偏振分量 i 之间的耦合。此2x2的琼斯矩阵可以用泡利矩阵分解为

$$\mathbf{J}_{\text{Jones}} = \sum_{i=0}^3 a_i \sigma_i = \begin{bmatrix} a_0 + a_1 & a_2 - ja_3 \\ a_2 + ja_3 & a_0 - a_1 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

式中 $\sigma_0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$, $\sigma_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$, $\sigma_2 = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}$, $\sigma_3 = \begin{bmatrix} 0 & -j \\ j & 0 \end{bmatrix}$ 。 $a_0 \sim a_3$ 是泡利系数,通常是复数,其物理意义分别为:
 a_0 的振幅和相位分别表示标量透过率和标量像差; $a_1 \sim a_3$ 的实部和虚部分别表示沿每个本征偏振态(x/y 方向线偏振、 $45^\circ/135^\circ$ 方向线偏振和右/左旋圆偏振)坐标轴方向的衰减和相位延迟。各个泡利光瞳(整个光瞳上的 a_0 的振幅、相位、 $a_1 \sim a_3$ 的实部和虚部)可以用泽尼克多项式分解为 $P_i(\hat{f}, \hat{g}) = \sum_{m=1}^{37} P_{z_m} \cdot R_m(\hat{f}, \hat{g})$,使偏振像差可以用一系列泡利-泽尼克系数 P_{z_m} 表示。基于各个泡利光瞳的物理意义,将其分别用泽尼克多项式分解为

$$\begin{cases} a_{0_Amp}(\hat{f}, \hat{g}) = 1 + \sum_{m=1}^{37} P_{z_m} R_m(\hat{f}, \hat{g}), & a_{0_Pha}(\hat{f}, \hat{g}) = \exp[i2\pi/\lambda \cdot \sum_{m=1}^{37} P_{z_m} R_m(\hat{f}, \hat{g})] \\ a_{1_Re a}(\hat{f}, \hat{g}) = \sum_{m=1}^{37} P_{z_m} R_m(\hat{f}, \hat{g}), & a_{1_Im a}(\hat{f}, \hat{g}) = i \cdot \pi/\lambda \cdot \sum_{m=1}^{37} P_{z_m} R_m(\hat{f}, \hat{g}) \\ a_{2_Re a}(\hat{f}, \hat{g}) = \sum_{m=1}^{37} P_{z_m} R_m(\hat{f}, \hat{g}), & a_{2_Im a}(\hat{f}, \hat{g}) = i \cdot \pi/\lambda \cdot \sum_{m=1}^{37} P_{z_m} R_m(\hat{f}, \hat{g}) \\ a_{3_Re a}(\hat{f}, \hat{g}) = \sum_{m=1}^{37} P_{z_m} R_m(\hat{f}, \hat{g}), & a_{3_Im a}(\hat{f}, \hat{g}) = i \cdot \pi/\lambda \cdot \sum_{m=1}^{37} P_{z_m} R_m(\hat{f}, \hat{g}) \end{cases}. \quad (5)$$

2.3 偏振像差对 Alt-PSM 空间像影响的解析分析

为了方便分析,采用如图2(a)所示线空比为1:1的一维 Alt-PSM,白色、黑色和灰色部分分别对应透光、不透光和相移区。 w 为线宽, p 为周期,相移是 180° 。其相应的剖面图如图2(b)所示。

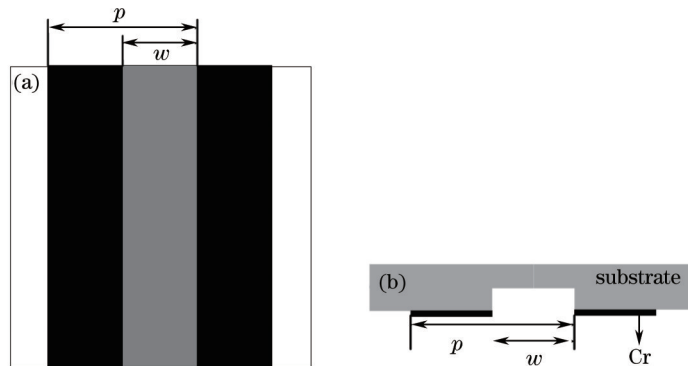


图2 (a) 交替相移掩模; (b) 交替相移掩模剖面图

Fig.2 (a) Alt-PSM mask; (b) profile map of Alt-PSM mask

使用基尔霍夫薄掩模近似,其频谱的表达式为

$$O(\hat{f}) = i \cdot (\hat{w}/\hat{\rho}) \cdot \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(\hat{f} - n/2\hat{\rho}) \cdot \text{sinc}(\hat{w}\hat{f}) \cdot \sin(\pi\hat{\rho}\hat{f}), n \in Z, \quad (6)$$

式中 n 为衍射级。当 $1/[2(1 + \sigma)] < \hat{\rho} < 3/[2(1 + \sigma)]$ 时,只有 ± 1 级衍射光进入光瞳,掩模频谱为

$$O(\hat{f}) = i(\hat{w}/\hat{\rho}) \cdot \text{sinc}(\hat{w}\hat{f}) \cdot [\delta(\hat{f} + \hat{f}_0) + \delta(\hat{f} - \hat{f}_0)], \quad (7)$$

式中 $\hat{f}_0 = 1/(2\hat{\rho})$ 。将(7)式代入(2)式,可得 Alt-PSM 的空间像光强分布

$$I(\hat{x}_i, \Delta z) = I_1 + I_2 + I_3(\hat{x}_i, \Delta z) + I_4(\hat{x}_i, \Delta z). \quad (8)$$

其中

$$I_1 = C_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int J(\hat{f}, \hat{g}) \cdot [\mathbf{M}_0(\hat{f} + \hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{J}_{\text{Jones}}(\hat{f} + \hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{E}_0(\hat{f}, \hat{g})] [\mathbf{M}_0(\hat{f} + \hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{J}_{\text{Jones}}(\hat{f} + \hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{E}_0(\hat{f}, \hat{g})]^* d\hat{f} d\hat{g}, \quad (9)$$

$$I_2 = C_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int J(\hat{f}, \hat{g}) \cdot [\mathbf{M}_0(\hat{f} - \hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{J}_{\text{Jones}}(\hat{f} - \hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{E}_0(\hat{f}, \hat{g})] [\mathbf{M}_0(\hat{f} - \hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{J}_{\text{Jones}}(\hat{f} - \hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{E}_0(\hat{f}, \hat{g})]^* d\hat{f} d\hat{g}, \quad (10)$$

$$I_3(\hat{x}_i, \Delta z) = C_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int J(\hat{f}, \hat{g}) \cdot \exp[i4\pi\hat{f}_0(\hat{x}_i + \Delta z\hat{f})] \cdot [\mathbf{M}_0(\hat{f} - \hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{J}_{\text{Jones}}(\hat{f} - \hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{E}_0(\hat{f}, \hat{g})] [\mathbf{M}_0(\hat{f} + \hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{J}_{\text{Jones}}(\hat{f} + \hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{E}_0(\hat{f}, \hat{g})]^* d\hat{f} d\hat{g}, \quad (11)$$

$$I_4(\hat{x}_i, \Delta z) = C_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int J(\hat{f}, \hat{g}) \cdot \exp[-i4\pi\hat{f}_0(\hat{x}_i + \Delta z\hat{f})] \cdot [\mathbf{M}_0(\hat{f} + \hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{J}_{\text{Jones}}(\hat{f} + \hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{E}_0(\hat{f}, \hat{g})] [\mathbf{M}_0(\hat{f} - \hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{J}_{\text{Jones}}(\hat{f} - \hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{E}_0(\hat{f}, \hat{g})]^* d\hat{f} d\hat{g}, \quad (12)$$

$$C_0 = [(\hat{w}/\hat{\rho}) \cdot \sin c(\hat{w}\hat{f}_0)]^2. \quad (13)$$

由(8)式可知,Alt-PSM 空间像的光强分布由四部分 I_1 、 I_2 、 I_3 和 I_4 组成,分别对应进入光瞳的空间频率为 $(\hat{f}_0; \hat{f}_0)$ 、 $(-\hat{f}_0; -\hat{f}_0)$ 、 $(-\hat{f}_0; \hat{f}_0)$ 和 $(\hat{f}_0; -\hat{f}_0)$ 的衍射级间的干涉。只有 I_3 和 I_4 会引起空间像的 IPE 和 BFS, I_1 和 I_2 是常数,不会引起空间像误差。

偏振像差较小时,忽略其二次项的影响,通过求解方程 $\partial I(\hat{x}_i, \Delta z = 0)/\partial \hat{x}_i = 0$ 和 $\partial I(\hat{x}_i = 0, \Delta z)/\partial \Delta z = 0$ 分别得到偏振像差引起的 IPE 和 BFS。采用线偏振光 $\mathbf{E}_0 = (1, 1)$ 照明时,得到的 IPE 和 BFS 的表达式为

$$X_{\text{IPE}} = \sum_{m=1}^{37} S_{\text{IPE}-P_i-m} \cdot P_{Z_m}, \quad Z_{\text{BFS}} = \sum_{m=1}^{37} S_{\text{BFS}-P_i-m} \cdot P_{Z_m}, \quad (14)$$

式中 $S_{\text{IPE}-P_i-m}$ 表示分解泡利光瞳 P_i 的第 m 阶像差引起 IPE 的灵敏度系数,例如 $S_{\text{IPE}-a_{1,\text{Rea}}-m}$ 表示分解泡利光瞳 $a_{1,\text{Rea}}$ 的第 m 阶像差引起 IPE 的灵敏度系数,其他情况具有类似的解释。各个泡利-泽尼克偏振像差的灵敏度系数分别为

$$S_{\text{IPE}-a_{0,\text{Amp}}-m} = S_{\text{IPE}-a_{1,\text{Rea}}-m} = S_{\text{IPE}-a_{2,\text{Rea}}-m} = S_{\text{IPE}-a_{3,\text{Ima}}-m} = 0, \quad (15)$$

$$S_{\text{BFS}-a_{0,\text{Amp}}-m} = S_{\text{BFS}-a_{1,\text{Rea}}-m} = S_{\text{BFS}-a_{2,\text{Rea}}-m} = S_{\text{BFS}-a_{3,\text{Ima}}-m} = 0, \quad (16)$$

$$S_{\text{IPE}-a_{0,\text{Pha}}-m} = - \int_{-\infty}^{+\infty} \int J(\hat{f}, \hat{g}) \cdot [\mathbf{M}_0(\hat{f} - \hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{E}_0(\hat{f}, \hat{g})] [\mathbf{M}_0(\hat{f} + \hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{E}_0(\hat{f}, \hat{g})]^* \cdot [R_m(\hat{f} - \hat{f}_0, \hat{g}) - R_m(\hat{f} + \hat{f}_0, \hat{g})] d\hat{f} d\hat{g} \\ \left/ \left\{ 2\lambda \hat{f}_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int J(\hat{f}, \hat{g}) \cdot [\mathbf{M}_0(\hat{f} - \hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{E}_0(\hat{f}, \hat{g})] [\mathbf{M}_0(\hat{f} + \hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{E}_0(\hat{f}, \hat{g})]^* d\hat{f} d\hat{g} \right\} \right. , \quad (17)$$

$$S_{\text{BFS}-a_{0,\text{Pha}}-m} = - \int_{-\infty}^{+\infty} \int J(\hat{f}, \hat{g}) \cdot [\mathbf{M}_0(\hat{f} - \hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{E}_0(\hat{f}, \hat{g})] [\mathbf{M}_0(\hat{f} + \hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{E}_0(\hat{f}, \hat{g})]^* \cdot \hat{f} \cdot [R_m(\hat{f} - \hat{f}_0, \hat{g}) - R_m(\hat{f} + \hat{f}_0, \hat{g})] d\hat{f} d\hat{g} \\ \left/ \left\{ 2\lambda \hat{f}_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int J(\hat{f}, \hat{g}) \cdot \hat{f}^2 \cdot [\mathbf{M}_0(\hat{f} - \hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{E}_0(\hat{f}, \hat{g})] [\mathbf{M}_0(\hat{f} + \hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{E}_0(\hat{f}, \hat{g})]^* d\hat{f} d\hat{g} \right\} \right. , \quad (18)$$

$$S_{\text{IPE}-a_{1,\text{Ima}}-m} = - \int_{-\infty}^{+\infty} \int J(\hat{f}, \hat{g}) \cdot (A_1 \varphi_1 + A_2 \varphi_2 + A_3 \varphi_3 + A_4 \varphi_4) d\hat{f} d\hat{g} \left/ \int_{-\infty}^{+\infty} \int J(\hat{f}, \hat{g}) \cdot (A_1 + A_2 + A_3 + A_4) \varphi_0 d\hat{f} d\hat{g} \right. , \quad (19)$$

$$S_{\text{BFS}-a_{1,\text{Ima}}-m} = - \int_{-\infty}^{+\infty} \int J(\hat{f}, \hat{g}) \cdot \hat{f} \cdot (A_1 \varphi_1 + A_2 \varphi_2 + A_3 \varphi_3 + A_4 \varphi_4) d\hat{f} d\hat{g} \left/ \int_{-\infty}^{+\infty} \int J(\hat{f}, \hat{g}) \cdot \hat{f}^2 \cdot (A_1 + A_2 + A_3 + A_4) \varphi_0 d\hat{f} d\hat{g} \right. , \quad (20)$$

$$S_{\text{IPE}-a_{2_lma}-m} = 1/2 \cdot S_{\text{IPE}-a_{0_pha}-m}, \quad (21)$$

$$S_{\text{BFS}-a_{2_lma}-m} = 1/2 \cdot S_{\text{BFS}-a_{0_pha}-m}, \quad (22)$$

$$S_{\text{IPE}-a_{3_rea}-m} = -1/\pi \cdot S_{\text{IPE}-a_{1_lma}-m}, \quad (23)$$

$$S_{\text{BFS}-a_{3_rea}-m} = -1/\pi \cdot S_{\text{BFS}-a_{1_lma}-m}. \quad (24)$$

其中

$$A_1 = \left\{ \mathbf{M}_0(\hat{f}-\hat{f}_0, \hat{g}) \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \right\} \cdot \left\{ \mathbf{M}_0(\hat{f}+\hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{E}_0 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \right\}^*, \quad (25)$$

$$A_2 = \left\{ \mathbf{M}_0(\hat{f}-\hat{f}_0, \hat{g}) \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \right\} \cdot \left\{ \mathbf{M}_0(\hat{f}+\hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{E}_0 \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \right\}^*, \quad (26)$$

$$A_3 = \left\{ \mathbf{M}_0(\hat{f}-\hat{f}_0, \hat{g}) \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \right\} \cdot \left\{ \mathbf{M}_0(\hat{f}+\hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{E}_0 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \right\}^*, \quad (27)$$

$$A_4 = \left\{ \mathbf{M}_0(\hat{f}-\hat{f}_0, \hat{g}) \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \right\} \cdot \left\{ \mathbf{M}_0(\hat{f}+\hat{f}_0, \hat{g}) \mathbf{E}_0 \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \right\}^*, \quad (28)$$

$$\varphi_0 = 4\pi\hat{f}_0, \quad (29)$$

$$\varphi_1 = \frac{\pi}{\lambda} [R_m(\hat{f}-\hat{f}_0, \hat{g}) - R_m(\hat{f}+\hat{f}_0, \hat{g})], \quad (30)$$

$$\varphi_2 = -\frac{\pi}{\lambda} [R_m(\hat{f}-\hat{f}_0, \hat{g}) - R_m(\hat{f}+\hat{f}_0, \hat{g})], \quad (31)$$

$$\varphi_3 = -\frac{\pi}{\lambda} [R_m(\hat{f}-\hat{f}_0, \hat{g}) + R_m(\hat{f}+\hat{f}_0, \hat{g})], \quad (32)$$

$$\varphi_4 = \frac{\pi}{\lambda} [R_m(\hat{f}-\hat{f}_0, \hat{g}) + R_m(\hat{f}+\hat{f}_0, \hat{g})]. \quad (33)$$

由(14)~(24)式可知:

- 1) 偏振像差的泡利光瞳分量中,只有 a_{0_pha} 、 a_{1_lma} 、 a_{2_lma} 、 a_{3_rea} 会引起 Alt-PSM 空间像的 IPE 和 BFS,且奇像差项引起 IPE,偶像差项引起 BFS。
- 2) $P_{Z_m-a_{0_pha}}$ (分解光瞳 a_{0_pha} 的第 m 阶泡利-泽尼克系数)引起的 IPE 和 BFS 是相同大小的 $P_{Z_m-a_{2_lma}}$ 引起的 IPE 和 BFS 的 2 倍;而 $P_{Z_m-a_{1_lma}}$ 引起的 IPE 和 BFS 是相同大小的 $P_{Z_m-a_{3_rea}}$ 引起的 IPE 和 BFS 的 $-\pi$ 倍。
- 3) IPE 与奇像差项泡利-泽尼克系数、BFS 与偶像差项泡利-泽尼克系数之间是线性关系。

3 仿真结果与分析

根据上述理论,采用传统照明方式,其有效光源强度分布的表达式为 $J(\hat{f}, \hat{g}) = 1/(\pi\sigma^2) \cdot \text{circ}(\sqrt{\hat{f}^2 + \hat{g}^2}/\sigma)$,光源的部分相干因子 $\sigma = 0.8$;照明光波长 $\lambda = 193 \text{ nm}$;投影物镜的数值孔径 $NA=1.35$;横向放大因子 $M=0.25$;Alt-PSM 的线宽 $w=45 \text{ nm}$,周期 $p=90 \text{ nm}$ 。各泡利光瞳实部/振幅的 P_{Z_m} 的取值范围设为 $-0.15 \sim 0.15$,其虚部/相位的 P_{Z_m} 的取值范围设为 $-50 \sim 50 \text{ m}\lambda$ 。用光刻仿真软件 Prolith 生成各个泡利-泽尼克偏振像差存在时 Alt-PSM 的空间像,用数值计算软件 Matlab 对生成的空间像进行分析,得到上述取值范围内各个 P_{Z_m} 引起的 IPE 和 BFS。并采用标准的线性模型 $y_i = a_i x_i + b_i + \varepsilon_i$ (其中, a_i 和 b_i 是线性模型的系数, ε_i 是误差项)对上述仿真结果进行线性拟合。各个泡利光瞳中的泡利-泽尼克系数 P_{Z_2} 、 P_{Z_7} 、 $P_{Z_{14}}$ 引起的 IPE 及其拟合直线如图 3 所示, P_{Z_4} 、 P_{Z_9} 、 $P_{Z_{16}}$ 引起的 BFS 及其拟合直线如图 4 所示。其他奇数项和偶数项偏振像差对空间像具有类似的影响。

由图 3 和图 4 可知,空间像的 IPE 和 BFS 分别与泡利光瞳 a_{0_pha} 、 a_{1_lma} 、 a_{2_lma} 和 a_{3_rea} 的奇像差项泡利-泽尼克系数 (P_{Z_2} 、 P_{Z_7} 、 $P_{Z_{14}}$) 和偶像差项泡利-泽尼克系数 (P_{Z_4} 、 P_{Z_9} 、 $P_{Z_{16}}$) 之间是线性关系,其他泡利光瞳分量 a_{0_amp} 、 a_{1_rea} 、 a_{2_rea} 和 a_{3_lma} 的相应泡利-泽尼克系数不引起空间像的 IPE 和 BFS。通过残差平方和 (RSS) $R_{SS} = \sum_i \varepsilon_i^2$ 评估线性关系的精确性。计算得到图 3 和图 4 中各线性关系的 RSS 最大值是 3.45×10^{-2} (如表 1 所示),显示了线性关系的高精确性。值得注意的是,在图 3 和图 4 中,相同的偏振像差引起的 BFS 比 IPE 大的多。

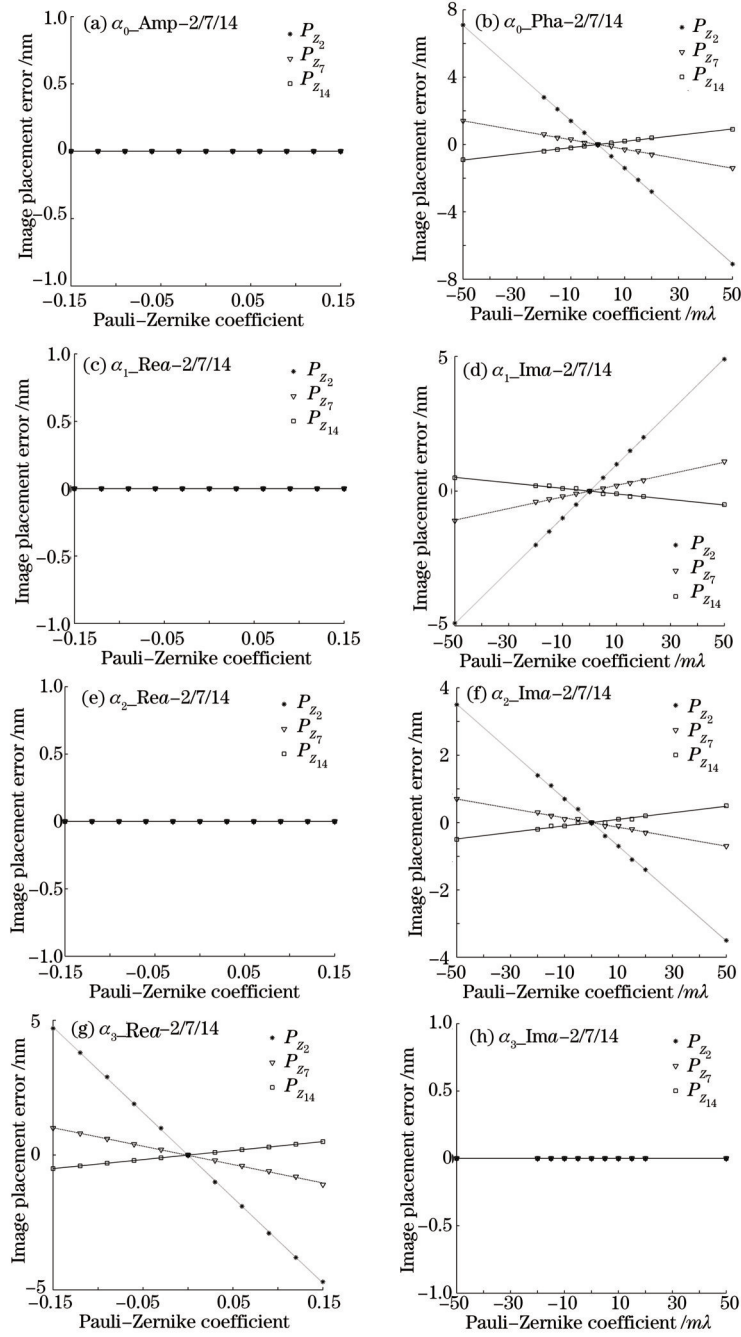


图 3 IPE 与泡利-泽尼克系数间的关系

Fig.3 Relationships between IPE and Pauli-Zernike coefficients

表 1 RSS 值

Table 1 RSS value

	P_{z_2}	P_{z_7}	$P_{z_{14}}$	P_{z_4}	P_{z_9}	$P_{z_{16}}$
a_{0_Pha}	0.0046	0.0078	0.0046	0.0095	0.0095	0.0095
a_{1_Ima}	0.0046	0.0046	0.0094	0.0095	0.0239	0.0085
a_{2_Ima}	0.0094	0.0060	0.0094	0.0138	0.0070	0.0079
a_{3_Rea}	0.0149	0.0068	0.0000	0.0345	0.0174	0.0076

另外,根据上述仿真结果,分别计算了像差灵敏度系数的比值 $S_{a_{0_Pha-m}}/S_{a_{2_Ima-m}}$ 和 $S_{a_{1_Ima-m}}/S_{a_{3_Rea-m}}$,如表 2 所示。

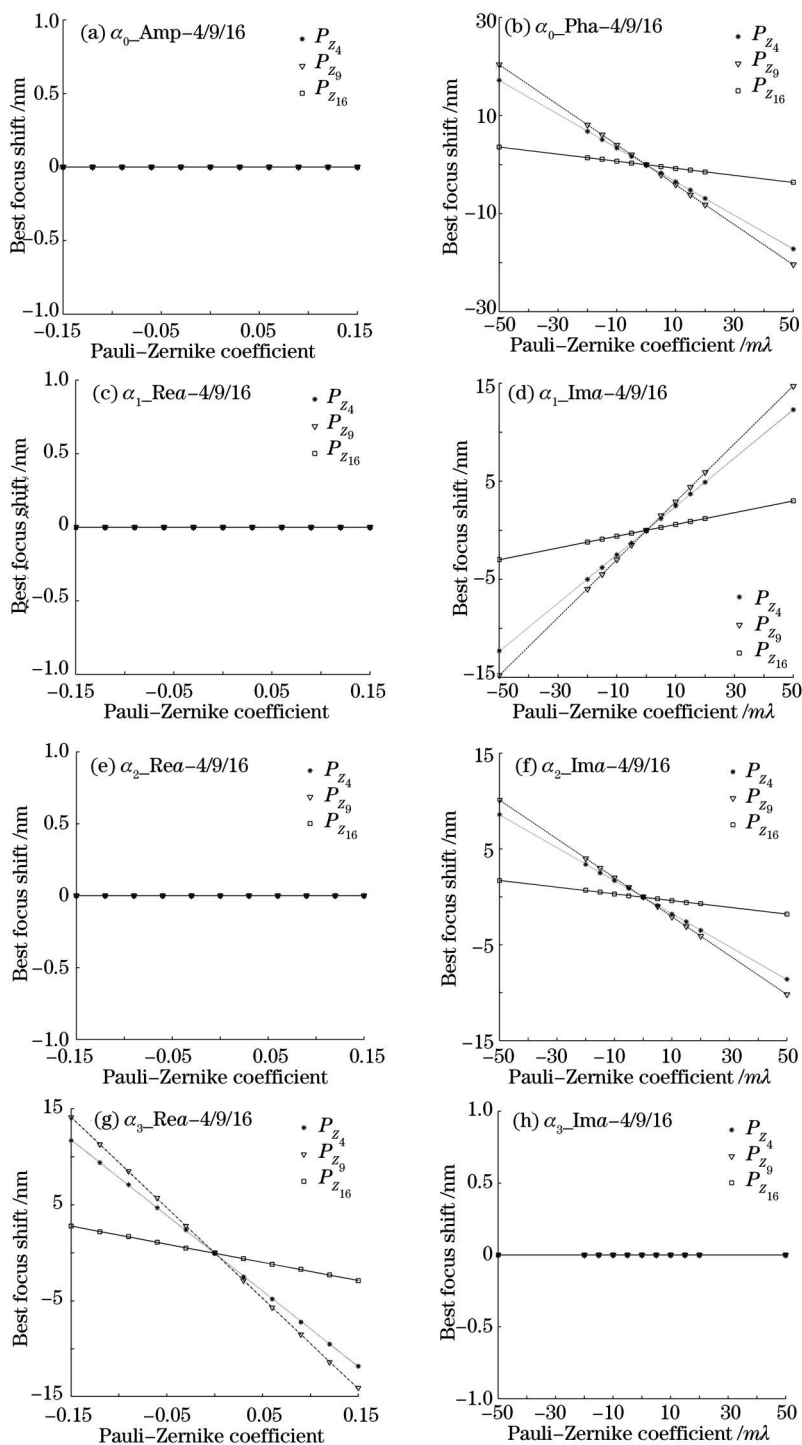


图 4 BFS 与泡利-泽尼克系数间的关系

Fig.4 Relationships between BFS and Pauli-Zernike coefficients

表 2 S_{p_j-m}/S_{p_j-m} 值

Table 2 S_{p_j-m}/S_{p_j-m} value

	P_{z_2}	P_{z_7}	$P_{z_{14}}$	P_{z_4}	P_{z_9}	$P_{z_{16}}$
$S_{a_{0,pha}-m}/S_{a_{2,ima}-m}$	2.0131	2.0110	1.9048	1.9978	2.0099	2.0592
$S_{a_{1,ima}-m}/S_{a_{3,rea}-m}$	-3.1123	-3.1590	-3.0923	-3.1264	-3.1435	-3.1568

与(21)~(24)式中得到的相应比值 2 和 $-\pi$ 比较, 对应 P_{z_2} 、 P_{z_4} 、 P_{z_7} 、 P_{z_9} 、 $P_{z_{14}}$ 、 $P_{z_{16}}$ 的比值误差都在 10^{-2}

数量级。需要说明的是,表2中对应 $P_{Z_{14}}$ 的比值误差 $S_{\text{IPE}-a_{0_\text{pha}}-14}/S_{\text{IPE}-a_{2_1\text{ma}}-14}$ 相对较大,是因为 $P_{Z_{14}}$ 引起的 IPE 相对较小,数值计算及仿真软件的误差对其影响相对增大导致的。综上所述,仿真结果与(14)~(24)式表示的结果相符,验证了解析分析结果的正确性。

4 结 论

提出了一种分析线性偏振照明条件下投影物镜偏振像差对 Alt-PSM 空间像影响的解析方法。推导出偏振像差引起的 IPE 和 BFS 的解析表达式,获得了各个泡利-泽尼克偏振像差的灵敏度系数的解析表达式,实现了各个泡利光瞳的泽尼克分量对空间像影响的解析分析。解析分析结果表明,只有泡利光瞳 a_{0_pha} 、 a_{1_1ma} 、 a_{2_1ma} 和 a_{3_Rea} 会引起 IPE 和 BFS,且 IPE 与奇像差项泡利-泽尼克系数之间以及 BFS 与偶像差项泡利-泽尼克系数之间是线性关系。光刻仿真软件的模拟结果验证了解析分析结果的正确性。IPE 和 BFS 与泡利-泽尼克偏振像差间的线性关系可以为开发快速、高精度的偏振像差原位检测和控制技术提供理论和技术基础。

参 考 文 献

- 1 M Totzeck, P Graupner, T Heil, *et al.*. How to describe polarization influence on imaging[C]. SPIE, 2005, 5754: 23-37.
- 2 Q Zhang, H Song, K Lucas. Polarization aberration modeling via Jones matrix in the context of OPC[C]. SPIE, 2007: 6730.
- 3 Tu Yuanying. Study on Polarization Aberration Measurement and Compensation Techniques for Lithographic Projection Optics[D]. Shanghai: Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 2013: 87-89.
涂远莹. 光刻投影物镜偏振像差检测与补偿技术研究[D]. 上海: 中国科学院上海光学精密机械研究所, 2013: 87-89.
- 4 Tu Yuanying, Wang Xiangzhao. Polarization aberration compensation method for lithographic projection lens based on a linear model[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(6): 0622002.
涂远莹, 王向朝. 一种基于线性模型的光刻投影物镜偏振像差补偿方法[J]. 光学学报, 2013, 33(6): 0622002.
- 5 J Kye, G McIntyre, Y Norihiro, *et al.*. Polarization aberration analysis in optical lithography systems[C]. SPIE, 2006, 6154: 61540E.
- 6 N Yamamoto, J Kye, H J Levinson. Polarization aberration analysis using Pauli-Zernike representation[C]. SPIE, 2007, 6520: 65200Y.
- 7 B Geh, J Ruoff, J Zimmermann, *et al.*. The impact of projection lens polarization properties on lithographic process at hyper-NA[C]. SPIE, 2007, 6520: 65200F.
- 8 J Ruoff, M Totzeck. Orientation Zernike polynomials: A useful way to describe the polarization effects of optical imaging systems[J]. J Micro/Nanolith MEMS MOEMS, 2009, 8(3): 031404.
- 9 J Ruoff, M Totzeck. Using orientation Zernike polynomials to predict the imaging performance of optical systems with birefringent and partly polarizing components[C]. SPIE, 2010, 7652: 76521T.
- 10 Y Tu, X Wang, S Li, *et al.*. Analytical approach to the impact of polarization aberration on lithographic imaging[J]. Opt Lett, 2012, 37(11): 2061-2063.
- 11 A K Wong. Optical Imaging in Projection Microlithography[M]. Bellingham: SPIE Press, 2005: 102-107.
- 12 G R McIntyre, J Kye, H Levinson, *et al.*. Polarization aberrations in hyper-numerical-aperture projection printing: A comparison of various representations[J]. J Micro/Nanolith MEMS MOEMS, 2006, 5(3): 033001.

栏目编辑: 苏 岑